

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г. И. БУДКЕРА
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

ТОДЫШЕВ Корнелий Юрьевич

**АННИГИЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В АДРОНЫ В
ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ОТ 1.84 ДО 3.72 ГэВ**

01.04.16— физика атомного ядра и элементарных частиц

Диссертация на соискание учёной степени доктора
физико-математических наук

Новосибирск - 2019

Содержание

Введение	4
Глава 1. Сечение однофотонной аннигиляции e^+e^--пары	8
1.1. Лагранжиан квантовой хромодинамики	8
1.2. Константа связи сильного взаимодействия	10
1.3. Аннигиляция e^+e^- -пары в адроны	13
1.4. Эксперименты по измерению R	20
1.5. Вычисление адронного сечения в области узкого 1^{--} -резонанса	23
1.5.1. Определение параметров узкого 1^{--} -резонанса	23
1.5.2. Сечение рождения адронов в окрестности узкого 1^{--} -резонанса	24
1.5.3. Подгонка наблюдаемого сечения рождения J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов	28
1.6. Спектроскопия чармония	29
Глава 2. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М и детектор КЕДР	33
2.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М	33
2.2. Измерение энергии на ВЭПП-4М	35
2.2.1. Метод резонансной деполяризации	36
2.2.2. Измерение энергии методом ОКР	39
2.3. Детектор КЕДР	41
2.4. Эксперименты с детектором КЕДР	49
Глава 3. Измерение величины R в диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ	51
3.1. Схема проведения эксперимента	51
3.2. Процедура анализа экспериментальных данных	56
3.3. Отбор событий и измерение светимости	57
3.3.1. Отбор адронных событий	57
3.3.2. Измерение светимости	60
3.4. Сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования	61
3.5. Фоновые процессы	71
3.6. Вклад пучкового фона в наблюдаемое адронное сечение при выбранных условиях отбора	72
3.7. Расчёт радиационной поправки	74
3.8. Вычисление вклада J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов	76
3.9. Результаты измерения величины R_{uds}	77

Глава 4. Систематические неопределённости измерения величины R	79
4.1. Систематические погрешности, связанные с измерением светимости	82
4.2. Систематические неопределённости моделирования uds-континуума	87
4.3. Систематические погрешности вычисления радиационной поправки	94
4.4. Неопределённости, связанные с работой детектора и накопителя	96
4.5. Процедура усреднения результатов	101
4.6. Результаты эксперимента по измерению R в диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ	104
Глава 5. Определение величины произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для J/ψ- и $\psi(2S)$-резонансов	109
5.1. Отбор событий и измерение светимости	109
5.1.1. Отбор адронных событий	109
5.1.2. Вклад пучкового фона	112
5.1.3. Измерение светимости	114
5.2. Сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования	116
5.3. Процедура и результаты подгонки сечения в области $\psi(2S)$ -резонанса	118
5.4. Процедура и результаты подгонки сечения в области J/ψ -резонанса	120
Глава 6. Систематические погрешности определения произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для J/ψ- и $\psi(2S)$-резонансов	122
6.1. Систематические погрешности, связанные с измерением светимости	123
6.2. Моделирование процессов $\psi(2S) \rightarrow$ адроны и $J/\psi \rightarrow$ адроны	127
6.3. Систематические неопределённости, связанные с моделированием систем детектора	134
6.4. Систематические неопределённости, связанные с работой коллайдера	138
6.5. Систематические неопределённости расчёта сечения	139
6.6. Результаты измерения величины произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов	140
Заключение	142
Литература	145
Список иллюстраций	159
Список таблиц	165

Введение

Основной целью настоящей работы является определение сечения электрон-позитронной аннигиляции в адроны в диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ в системе центра масс. Измерения выполнены в Институте ядерной физики СО РАН им. Г. И. Будкера, где с 2002 года на ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-4М ведутся эксперименты с детектором КЕДР по изучению процессов аннигиляции e^+e^- -пар.

Современное физическое представление о законах природы основывается на Стандартной Модели, описывающей электромагнитное, слабое и сильное взаимодействие элементарных частиц. Одной из неотъемлемых частей Стандартной Модели является квантовая хромодинамика (КХД)—единственная в настоящее время теория, в полном мере претендующая на описание сильного взаимодействия. Основанием для возникновения квантовой хромодинамики послужила простая и изящная кварковая модель, впервые предложенная в работах Гелл-Манна и Цвейга, предположивших, что адроны не являются элементарными объектами, а состоят из фундаментальных частиц — кварков [1, 2].

Среди наблюдаемого многообразия явлений природы, находящих отражение в экспериментальных данных, не так много физических характеристик, позволяющих увидеть ту или иную грань мозаики физических законов целиком. Именно к таким ярким фундаментальным характеристикам относится величина R , определяемая как отношение полного сечения электрон-позитронной аннигиляции в адроны, которое вычислено с учётом радиационных поправок, к сечению рождения мюонной пары в борновском приближении.

Прецизионное измерение величины R имеет решающее значение при определении аномального магнитного момента мюона a_μ , постоянной тонкой структуры $\alpha(M_Z^2)$ в области пика Z^0 -бозона [3, 4], константы сильного взаимодействия $\alpha_s(s)$ и масс тяжёлых кварков [5, 6]. Теоретические расчёты, связанные с вычислением указанных характеристик, требуют точного определения вклада адронной поляризации вакуума, который может быть получен только в экспериментах по измерению величины R .

За долгую историю исследований адронных процессов на встречных электрон-позитронных пучках определение величины R стало классическим экспериментом. В области энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ измерение R проводилось неоднократно, начиная с 70-х годов прошлого века [7–17]. Тем не менее при определении фундаментальных величин, перечисленных выше, зачастую используют расчёты, выполненные в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики, поскольку до недавнего времени систематические неопределённости экспериментальных результатов были велики.

Одно из самых значимых событий, произошедших при исследовании сечения адронной электрон-позитронной аннигиляции, случилось в ноябре 1974 года, когда двумя группами физиков, в Брукхейвене и СЛАКе, было заявлено об открытии новой частицы [18, 19]. Группой С. Тинга в Брукхейвене проводилось исследование сечения рождения пары e^+e^- при столкновениях протонов высокой энергии с ядрами бериллия, видимый пик сечения соответствовал инвариантной массе 3.1 ГэВ. В эксперименте по изучению сечения рождения адронов в e^+e^- -столкновениях, возглавляемом Б. Рихтером в СЛАКе, также был обнаружен резонанс с массой 3.1 ГэВ. Одновременное наблюдение привело к двойному названию этого резонанса — J/ψ -мезон. Ширина наблюдаемого резонанса оказалась значительно меньше энергетического разрешения перечисленных экспериментов. Оценки ширины, выполненные косвенными методами, дали неожиданный результат около 0.1 МэВ, что было на три порядка меньше ширины ρ -мезона. Столь малая ширина имела естественное объяснение в предположении, что J/ψ является связанным состоянием $c\bar{c}$ -кварков, а распад J/ψ на лёгкие неочарованные адроны идёт через аннигиляцию c - и \bar{c} -кварков по каналам, подавленным согласно правилу Окубо-Цвейга-Иизуки [20–22]. Через несколько дней в СЛАКе было обнаружено ещё одно узкое состояние — $\psi(2S)$ [23]. Так частица J/ψ стала основоположницей семейства состояний со скрытым очарованием — чармония, названного по аналогии с позитронием. Обсуждая аннигиляцию e^+e^- -пары в исследуемом диапазоне энергий, будет естественным рассмотреть сечение рождения J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, которое напрямую связано с величиной произведения электронной ширины резонанса на вероятность его распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$.

Исторический путь, пройденный в экспериментах, посвящённых измерению сечения электрон-позитронной аннигиляции в адроны, можно охарактеризовать двумя иллюстрациями, показанными на рисунке 1. Первый рисунок был представлен Б. Рихтером [24] на конференции 1974 года до открытия J/ψ -резонанса. Второй рисунок демонстрирует результаты экспериментов по определению инклюзивного адронного сечения e^+e^- -аннигиляции, приводимые Particle Data Group (PDG) по состоянию на 2018 год [25].

В настоящее время точное измерение величины R и параметров J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов по-прежнему является важной и актуальной экспериментальной задачей, востребованной для проверки КХД и верификации Стандартной Модели в целом. Определение с высокой точностью адронной поляризации вакуума в широком диапазоне энергий играет ключевую роль при вычислении аномального магнитного момента мюона, что, в свою очередь, находится на «острие» поиска процессов, выходящих за рамки Стандартной Модели.

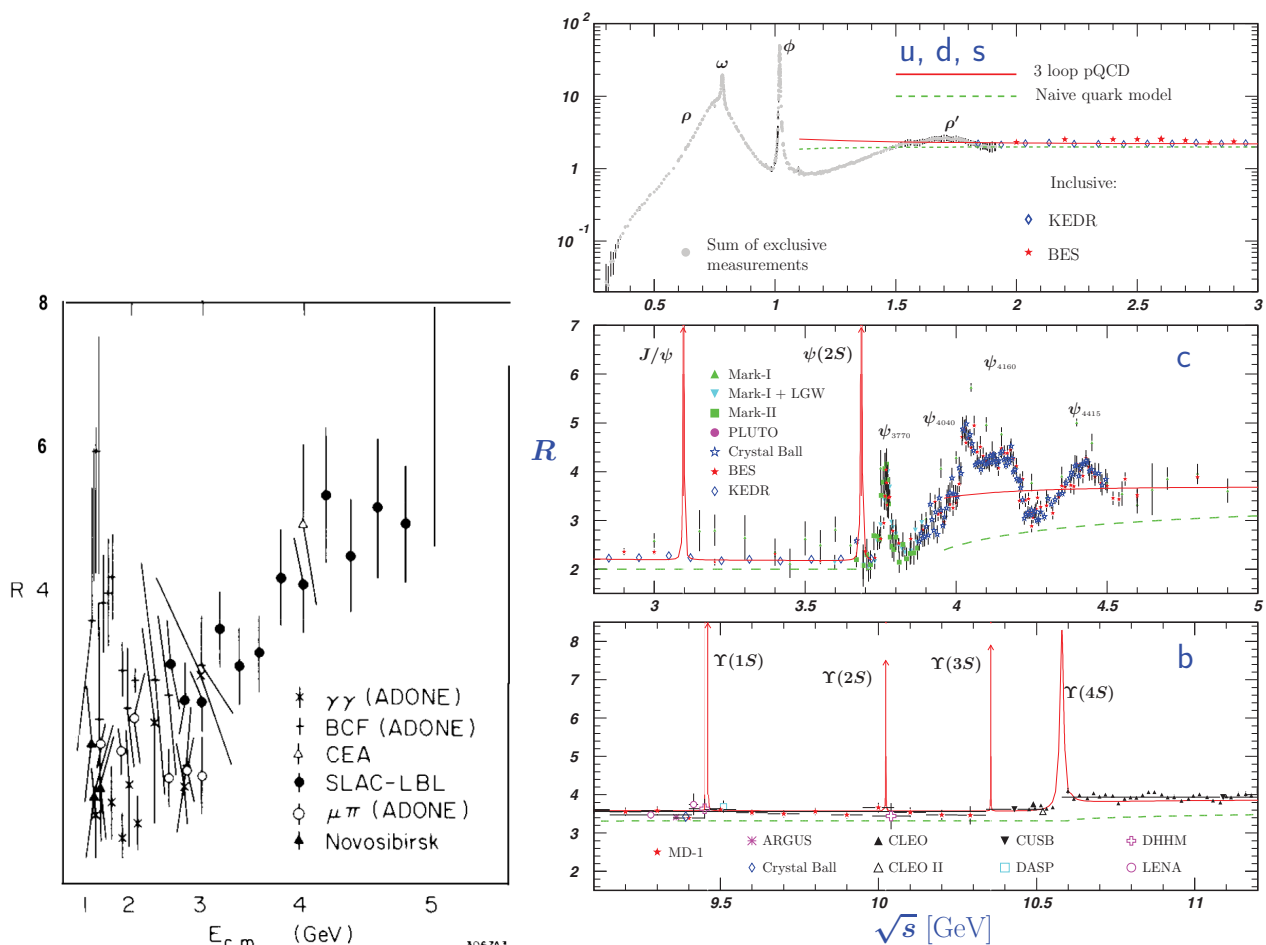


Рис. 1. Результаты экспериментов по измерению величины R в зависимости от энергии. Левый рисунок взят из отсканированной копии доклада Б. Рихтера на Лондонской конференции 1974 года [24], оригинальное название — «The ratio R as of July 1974». На правом рисунке приведены экспериментальные данные и теоретические расчёты по состоянию на 2018 год согласно PDG[25].

Основное преимущество ряда экспериментов с детектором КЕДР связано с прецизионным измерением энергии ускорителя методом резонансной деполяризации, что позволяет достигать высокой точности определения параметров резонансов при относительно небольшой статистике.

На защиту выносятся следующие результаты и положения, полученные автором:

- Впервые выполнено подробное измерение величины R в двадцати двух точках по энергии в диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ, что соответствует области энергии от порога рождения пары протон-антипротон до порога рождения $D\bar{D}$ -пары очарованных мезонов. Измерения величины R в области энергий от 1.84 до 3.05 ГэВ в большинстве точек выполнено с точностью 3.9% при систематической неопреде-

лённости 2.4%, подобный уровень систематической погрешности в указанном диапазоне энергии достигнут впервые. В диапазоне энергии от 3.08 до 3.72 ГэВ измерения величины R в большинстве точек выполнено с точностью 2.6% при уровне систематической неопределённости 1.9%. Показано, что результаты измерения величины R хорошо согласуются с расчётом, выполненным в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики.

- Впервые для получения величины R в области энергии, где важен учёт узких резонансов, использовался метод явного вычитания J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, параметры которых были определены с высокой точностью из экспериментальной подгонки.
- С точностью 2.0% измерена величина произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для $\psi(2S)$ -мезона, получено значение

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = 2.233 \pm 0.015 \pm 0.037 \pm 0.020 \text{ кэВ},$$

что позволяет в два раза повысить точность определения значений полной и электронной ширин $\psi(2S)$.

- С точностью 1.9% измерена величина произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для J/ψ -мезона, получено значение

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = 4.884 \pm 0.048 \pm 0.078 \text{ кэВ},$$

что по точности в четыре раза превосходит предыдущее наиболее точное прямое измерение данной величины. Данный результат получен Т. А. Харламовой под непосредственным научным руководством автора.

Материалы диссертации были представлены на следующих международных конференциях: Международная сессия-конференции Секции ядерной физики Отделения физических наук РАН (Москва, Россия, 2012 г.), The 4th International Workshop on Charm Physics (Beijing, China, 2010), The 36th International Conference for High Energy Physics (Melbourne, Australia, 2012), The 13th International Workshop on Tau Lepton Physics (Aachen, Germany, 2014), The 10th International Workshop on e^+e^- collisions from Phi to Psi (Hefei, China, 2015), The 12th International Workshop on Heavy Quarkonium (Beijing, China, 2017), Workshop on hadronic vacuum polarization contributions to muon g-2 (Tsukuba, Japan, 2018), The 9th International Workshop on Charm Physics (Новосибирск, Россия, 2018), The International Workshop on e^+e^- Collisions From Phi to Psi (Новосибирск, Россия, 2019).

Глава 1

Сечение однофотонной аннигиляции e^+e^- -пары

Основа материала, изложенного в первых трёх разделах настоящей главы, не является оригинальной, поскольку в той или иной степени почерпнута автором из известных работ [26–29]. В тоже время рассмотрение фундаментальных теоретических положений необходимо, так как раскрывает изящность теории и делают мотивацию проводимых в работе экспериментальных исследований более завершённой.

1.1. Лагранжиан квантовой хромодинамики

Лагранжиан КХД остаётся инвариантным при локальных преобразованиях цветовых степеней свободы. Калибровочной группой симметрии теории является неабелева группа Ли $SU(3)$.

Здесь следует заметить, что калибровочные теории с локальной $SU(N)$ -инвариантностью носят название теорий Янга-Миллса, и априори нельзя было бы исключить реализацию в природе других вариантов, основанных на какой-либо иной локальной симметрии. Однако в настоящее время экспериментальное подтверждение получила именно теория с нарушенной относительно преобразований $SU(3)$ калибровочной инвариантностью, именуемой «цветовой группой».

Для описания лагранжиана КХД удобно использовать следующие обозначения: $A_\mu^{a,b,c}$ — глюонные поля, где индексы a, b, c принимают значение от 1 до 8 в соответствии с числом генераторов группы $SU(3)$, $t_a = \frac{\lambda_a}{2}$, λ_a — 8 матриц Гелл-Манна;

$\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \end{pmatrix}$, где ψ_i — кварковые поля, а $i = 1, 2, 3$ индекс условного цвета кварка;

f^{abc} — структурные константы группы, определяемые через коммутационные соотношения $[t_a, t_b] = if^{abc}t_c$; ковариантная производная для кварковых полей $D_\mu = (\partial_\mu - igt_a A_\mu^a)$, где g — безразмерная константа сильного взаимодействия.

Лагранжиан КХД можно представить в виде:

$$\mathcal{L}_{\text{КХД}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} + \sum_f \bar{\psi}_f (i\not{D} - m_f)\psi_f + \mathcal{L}_{GF} + \mathcal{L}_{FP} + \mathcal{L}_\theta, \quad (1.1)$$

где $F_{\mu\nu}^a$ — глюонный тензор, определяемый из равенства

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c, \quad (1.2)$$

$\mathcal{D} = D_\mu \gamma^\mu$, а суммирование ведётся по всем возможным ароматам кварков.

Слагаемое, фиксирующее калибровку \mathcal{L}_{GF} , добавляется в лагранжиан КХД по аналогии с процедурой, используемой в квантовой электродинамике (КЭД) при определении пропагатора фотона

$$\mathcal{L}_{GF} = -\frac{1}{2\xi}(\partial^\mu A_\mu^a)^2, \quad (1.3)$$

где ξ —калибровочный параметр. Но в отличие от абелевой теории $U(1)$, справедливой в КЭД, в неабелевом случае фиксация калибровки приводит к возникновению нефизичного вклада в петлевые диаграммы. Для устранения данной проблемы вводится дополнительный мультиплет полей Φ , называемых духами Фадеева-Попова, удовлетворяющих условию

$$(\partial_\mu D_\mu \Phi^\dagger)^a \equiv \partial^2(\Phi^\dagger) + g f^{abc} A_\mu^b \partial_\mu(\Phi^\dagger)^c = 0, \quad (1.4)$$

его вклад в лагранжиан

$$\mathcal{L}_{FP} = (\partial_\mu \Phi^\dagger)^\alpha (D_\mu \Phi)^\alpha. \quad (1.5)$$

Последнее слагаемое в (1.1), так называемый θ —член, связанный с глюонным конденсатом, может быть представлен в виде

$$\mathcal{L}_\theta = \theta \frac{g^2}{32\pi^2} F_{\mu\nu}^a \tilde{F}^{a\mu\nu}. \quad (1.6)$$

Где $\tilde{F}_{a\mu\nu} = \frac{1}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\tilde{F}^{a\rho\sigma}$ — тензор дуальный к тензору глюонного поля $\tilde{F}_{a\mu\nu}$. Слагаемое \mathcal{L}_θ определяет сильное P —нарушение и особенно важно при рассмотрении свойств вакуума КХД. Существующий на данный момент предел на величину $\theta \lesssim 10^{-10}$ был установлен, исходя из экспериментальных данных по измерению электрического дипольного момента нейтрона [30].

Несмотря на достаточно компактный вид лагранжиана КХД (1.1), теория сильного взаимодействия, построенная на его основе, включает в себя обширный круг физических явлений, таких как свойства конфайнмента и асимптотической свободы, спонтанное нарушение киральной симметрии и нетривиальную топологическую структуру вакуума.

Наблюдаемая зависимость инклюзивного сечения аннигиляции e^+e^- -пары в адроны является наиболее простым для понимания следствием КХД, что, однако, не снимает всех трудностей, сопряжённых как с проведением прецизионного экспериментального измерения данной величины, так и с усложнением теоретического расчёта по мере повышения его точности. В первую очередь это связано с тем, что теория возмущений КХД, построенная по аналогии с КЭД, работает лишь в области больших передач импульсов или, иными словами, лишь при малых расстояниях, в случае когда константа связи $\alpha_s \equiv \frac{g^2}{4\pi}$ мала. Более подробно вопрос бегущей константы связи рассмотрен в следующем разделе 1.2.

1.2. Константа связи сильного взаимодействия

Большинство вопросов, относящихся к регуляризации и схемам перенормировки, выходят далеко за рамки настоящей экспериментальной работы, но следует рассмотреть принципиальный подход, который типичен для любой из подобных процедур.

Наиболее распространённым методом регуляризации в калибровочных теориях является размерная регуляризация, когда используют технику аналитического продолжения от целых к нецелым размерностям пространства. При этом обычно проводят переход от 4 к $4 - 2\varepsilon$ измерениям, где $\varepsilon \rightarrow 0$. Воспользуемся результатами регуляризации, предполагая нулевую массу кварков, это не меняет общих свойств лагранжиана, но позволяет упростить рассуждения.

Соотношения на перенормированные поля и заряды в этом случае имеют вид:

$$\begin{aligned} \psi_b &= Z_2^{\frac{1}{2}} \psi, \\ A_b^\nu &= Z_3^{\frac{1}{2}} A^\nu, \\ g_b &= Z_g \mu^\varepsilon g \end{aligned} \quad (1.7)$$

Здесь введены константы перенормировки Z_2 , Z_3 и Z_g , а также масштабный параметр μ , имеющий размерность импульса. Индексом b отмечены «голые» (bare) поля и константа связи. Отметим, что голая константа связи g_b , не имеющая размерности, преобразуется в размерную константу. Соотношения же между различными константами перенормировки, которые следуют из калибровочной инвариантности и носят название тождеств Славнова-Тейлора, легко найти в учебной литературе.

В первом приближении

$$\begin{aligned} Z_2 &= 1 - \frac{\alpha_s}{3\pi} \frac{1}{\varepsilon}, \\ Z_3 &= 1 + \frac{\alpha_s}{4\pi} \frac{1}{\varepsilon} \left(5 - \frac{2}{3} n_f \right), \\ Z_g &= 1 - \frac{\alpha_s}{8\pi} \frac{1}{\varepsilon} \left(11 - \frac{2}{3} n_f \right) \equiv 1 - \frac{1}{\varepsilon} \frac{b_0}{2} \alpha_s, \end{aligned} \quad (1.8)$$

где n_f — число ароматов кварков, а коэффициент $b_0 = \frac{11 - \frac{2}{3} n_f}{4\pi}$. Особый интерес представляет следствие ренормгруппового анализа для бегущей константы связи α_s . Очевидно, что g_b не зависит как от параметра μ , так и от величины $t = \log \mu^2$, что означает

$$\frac{dg_b^2}{dt} = 0. \quad (1.9)$$

Используя равенства $\frac{d}{dt} = \mu^2 \frac{d}{d\mu^2}$ и $g^2 = 4\pi\alpha_s$, находим

$$\mu^2 \frac{dg_b^2}{d\mu^2} = \varepsilon \mu^{2\varepsilon} Z_g^2 4\pi\alpha_s + \mu^{2+2\varepsilon} 2Z_g \frac{dZ_g}{d\alpha_s} \frac{d\alpha_s}{d\mu^2} 4\pi\alpha_s + \mu^{2+2\varepsilon} Z_g^2 4\pi \frac{d\alpha_s}{d\mu^2} = 0 \quad (1.10)$$

Введём функцию $\beta(\alpha_s) = \frac{d\alpha_s}{dt}$, тогда из (1.10) следует

$$\beta(\alpha_s) + 2 \frac{\alpha_s}{Z_g} \frac{dZ_g}{d\alpha_s} \beta(\alpha_s) = -\varepsilon \alpha_s, \quad (1.11)$$

что даёт выражение для функции $\beta(\alpha_s)$:

$$\beta(\alpha_s) = \frac{-\varepsilon \alpha_s}{1 + 2 \frac{\alpha_s}{Z_g} \frac{dZ_g}{d\alpha_s}} = \frac{-\varepsilon \alpha_s}{1 - \frac{b_0 \alpha_s}{\varepsilon}} = -b_0 \alpha_s^2 + \mathcal{O}(\alpha_s^2, \varepsilon), \quad (1.12)$$

которое обычно называют уравнением ренормгруппы (renormalization group equation RGE).

Отсюда следует соотношение на бегущую константу сильного взаимодействия:

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{\alpha_s(\mu_0^2)}{1 + b_0 \alpha_s(\mu_0^2) \log \frac{\mu^2}{\mu_0^2}}. \quad (1.13)$$

Введём параметр $\Lambda = \mu_0^2 e^{-\frac{1}{b_0 \alpha_s(\mu_0^2)}}$, тогда

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{1}{b_0 \log \frac{\mu^2}{\Lambda^2}}. \quad (1.14)$$

В КХД константа связи стремится к нулю при больших передачах импульса, данное свойство называют асимптотической свободой. Как оказалось, все неабелевы калибровочные теории в четырёхмерном пространстве асимптотически свободны вследствие того, что знак первого коэффициента разложения функции $\beta(\alpha_s)$ отрицателен. Второе важное свойство связано с появлением массового параметра Λ , при том, что исходный рассматриваемый лагранжиан не содержит массовых параметров, это явление называют размерностной трансмутацией.

Асимптотическая свобода позволяет точно описать сильное взаимодействие при достаточно больших передачах импульса. В рамках теории возмущений КХД найдены аналитические решения для уравнения ренормгруппы, учитывающего слагаемые более высокого порядка по α_s . Для схемы регуляризации \overline{MS} (модифицированная схема минимальных вычитаний) вычислены пять первых слагаемых ряда β -функции [31], что позволяет записать следующее аналитическое приближение для α_s :

$$\begin{aligned} \alpha_s(s) = \frac{1}{b_0 t} & \left(1 - \frac{b_1 l}{b_0^2 t} + \frac{b_1(l^2 - l - 1) + b_0 b_2}{b_0^4 t^2} \right. \\ & + \frac{b_1^3(-2l^3 + 5l^2 + 4l - 1) - 6b_0 b_2 b_1 l + b_0^2 b^3}{2b_0^6 t^3} \\ & + \frac{18b_0 b_2 b_1^2(2l^2 - l - 1) + b_1^4(6l^4 - 26l^3 - 9l^2 + 24l + 7)}{6b_0^8 t^4} \\ & \left. + \frac{-b_0^2 b_3 b_1(12l + 1) + 2b_0^2(5b_2^2 + b_0 b_4)}{6b_0^8 t^4} \right), \end{aligned} \quad (1.15)$$

где

$$\begin{aligned}
b_1 &= \frac{1}{16\pi^2} \left(102 - \frac{38}{3}n_f \right), \quad b_2 = \frac{1}{64\pi^3} \left(\frac{2857}{2} - \frac{5033}{18}n_f + \frac{325}{54}n_f^2 \right), \\
b_3 &= \frac{1}{256\pi^4} \left(\frac{149753}{6} + 36564\zeta_3 - \left[\frac{1078361}{162} + \frac{6508}{27}\zeta_3 \right] n_f \right. \\
&\quad \left. + \left[\frac{50065}{162} + \frac{6472}{81}\zeta_3 \right] n_f^2 + \frac{1093}{729}n_f^3 \right), \\
b_4 &= \frac{1}{1024\pi^5} \left(\frac{8157455}{16} + \frac{621885}{2}\zeta_3 - \frac{88209}{2}\zeta_4 - 288090\zeta_5 \right. \\
&\quad \left. + \left[-\frac{336460813}{1944} - \frac{4811164}{81}\zeta_3 + \frac{33935}{6}\zeta_4 + \frac{1358995}{27}\zeta_5 \right] n_f \right. \\
&\quad \left. + \left[\frac{25960913}{1944} + \frac{698531}{81}\zeta_3 - \frac{10526}{9}\zeta_4 - \frac{381760}{81}\zeta_5 \right] n_f^2 \right. \\
&\quad \left. + \left[-\frac{630559}{5832} - \frac{48722}{243}\zeta_3 + \frac{1618}{27}\zeta_4 + \frac{460}{9}\zeta_5 \right] n_f^3 + \left[\frac{1205}{2916} - \frac{152}{71}\zeta_3 \right] n_f^4 \right),
\end{aligned}$$

где ζ_n — дзета-функции Эйлера-Римана. Формула (1.15) достаточно хорошо аппроксимирует α_s при постоянном значении числа доступных ароматов n_f . При теоретических расчётах для описания зависимости $\alpha_s(s)$ в широком диапазоне энергии можно, например, использовать пакет программ RunDec [32, 33], в котором учитывается изменение как $\alpha_s(s)$, так и параметра Λ от числа кварковых ароматов. Значения параметра Λ определяются для разного числа кварковых ароматов, исходя из непрерывности величины $\alpha_s(s)$.

Справедливость формул ренормгруппы КХД подтверждают экспериментальные данные, на рисунке 1.1 показано соответствие с результатами измерений теоретических расчётов, реализованными в рамках пертурбативной КХД на основе экспериментальных данных [25]. Используя результаты измерений величины R , выполненные в настоящей работе, в разделе 4.6 проведено вычисление константа связи сильного взаимодействия α_s для рассматриваемого диапазона энергий. Результат хорошо согласуется с приведённой на рисунке 1.1 зависимостью.

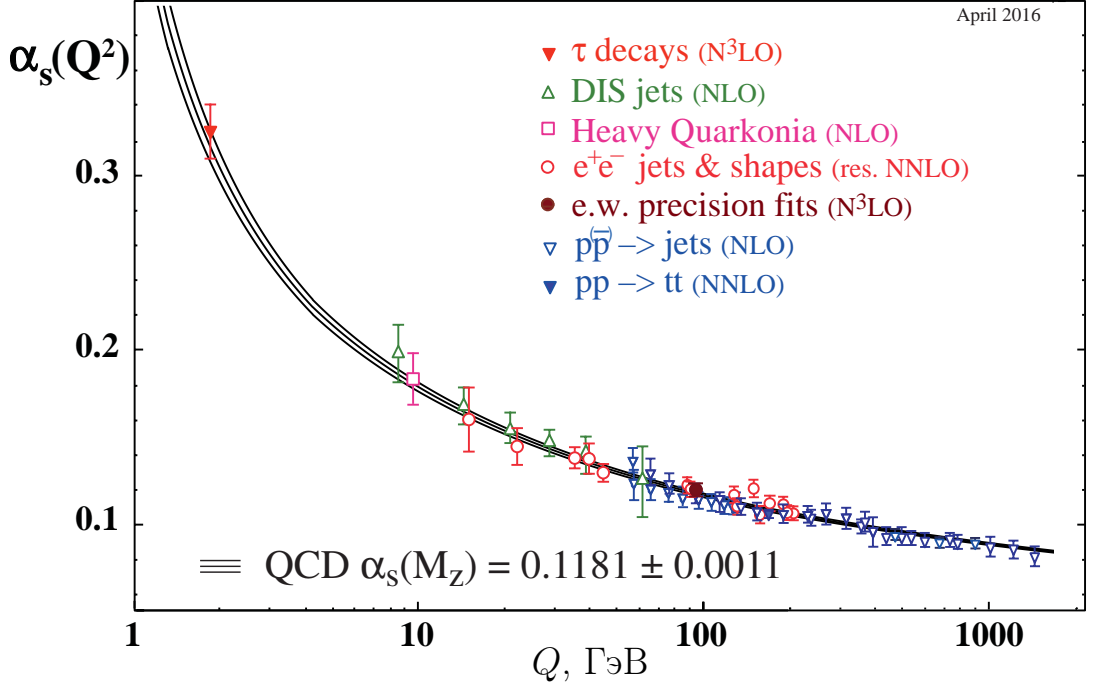


Рис. 1.1. Константа сильных взаимодействий α_s в зависимости от энергии. Картинка взята из PDG [25]. Приведены расчёты, выполненные в рамках пертурбативной КХД на основе экспериментальных данных для различных энергий.

1.3. Аннигиляция e^+e^- -пары в адроны

Рассмотрим сечение инклюзивного рождения адронов при аннигиляции неполяризованных электрона e^- и позитрона e^+ в низшем порядке теории возмущений, диаграмма процесса представлена на рисунке 1.2.

Амплитуда процесса $e^+ + e^- \rightarrow X$, где X — адронное состояние, имеет вид:

$$i\mathcal{M} = \frac{e}{q^2} \bar{v} \gamma_\mu u \langle X | J^\mu | 0 \rangle, \quad (1.16)$$

где $q = p_1 + p_2$, а J^μ — электромагнитный адронный ток, который может быть записан в виде

$$J^\mu = (-ie) \sum_f Q_f \bar{\psi} \gamma^\mu \psi. \quad (1.17)$$

Суммирование в (1.17) ведётся по ароматам кварков, заряды которых Q_f приведены в единицах $|e|$.

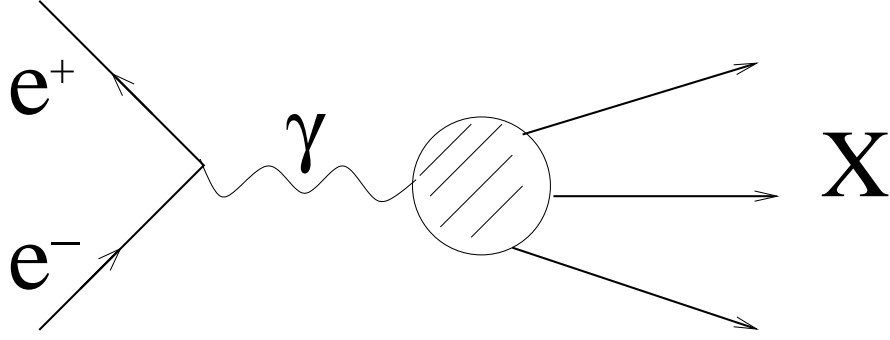


Рис. 1.2. Диаграмма Фейнмана инклюзивного рождения адронов при аннигиляции электрона e^- и позитрона e^+ .

Суммируя по конечным адронным состояниям и усредняя по спинам начальных электрона e^- и позитрона e^+ , получаем выражение для сечения e^+e^- -аннигиляции:

$$\sigma^{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(s) = \frac{e^2}{4q^4 \sqrt{(p_1 p_2)^2 - m_e^4}} L_{\mu\nu} \sum_X (2\pi)^4 \delta(q - p_X) \langle X | J^\nu | 0 \rangle \langle X | J^\mu | 0 \rangle, \quad (1.18)$$

где $L_{\mu\nu}$ — лептонный тензор,

$$L_{\mu\nu} = (p_{1\mu} p_{2\nu} + p_{2\mu} p_{1\nu} - g_{\mu\nu} \frac{q^2}{2}). \quad (1.19)$$

Воспользовавшись равенствами $(p_1 p_2) = \frac{q^2}{2} - m_e^2$, $q^2 = s$ и $\alpha \equiv \frac{e^2}{4\pi}$, формулу (1.18) можно записать по-другому:

$$\sigma^{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(s) = \frac{4\pi\alpha}{2s^3 \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{s}}} L_{\mu\nu} \Delta^{\mu\nu}, \quad (1.20)$$

где введено выражение для адронного тензора

$$\Delta^{\mu\nu} = \sum_X (2\pi)^4 \delta(q - p_X) \langle 0 | J^\mu | X \rangle \langle X | J^\nu | 0 \rangle. \quad (1.21)$$

Условие полноты адронных состояний

$$\sum_X |X\rangle \langle X| = 1$$

позволяет представить адронный тензор в виде:

$$\Delta^{\mu\nu} = \int e^{iqx} \langle 0 | [J^\mu(x), J^\nu(0)] | 0 \rangle d^4x. \quad (1.22)$$

Для дальнейших вычислений удобно ввести фотонный поляризаационный оператор, определённый через хронологическое произведение как

$$\Pi^{\mu\nu} = i \int e^{iqx} \langle 0 | T J^\mu(x) J^\nu(0) | 0 \rangle d^4x. \quad (1.23)$$

Достаточно просто доказать, что выполняется соотношение $\Delta^{\mu\nu} = 2\text{Im}_h\Pi^{\mu\nu}$, если рассмотреть процесс рассеяние на нулевой угол $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, приняв во внимание унитарность матрицы рассеяния. Величина $\text{Im}_h\Pi^{\mu\nu}$ обозначает мнимую часть поляризации вакуума, соответствующую адронному промежуточному состоянию. Диаграммы Фейнмана, показанные на рисунке 1.3, иллюстрируют соответствующий процесс.

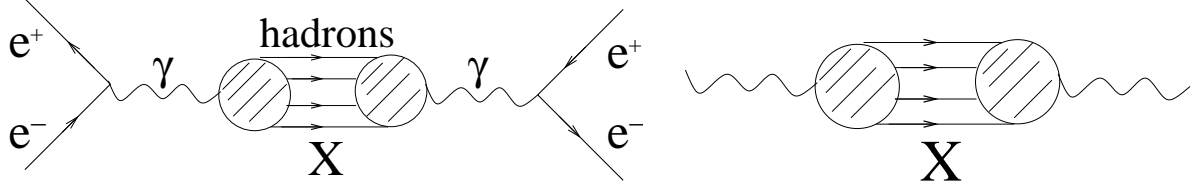


Рис. 1.3. Левая диаграмма соответствует процессу рассеяния на нулевой угол $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, на правой диаграмме выделен адронный вклад.

Вследствие сохранения электромагнитного тока тензор $\Pi^{\mu\nu}(q)$ ортогонален 4-импульсу q , отсюда следует, что выражение для поляризационного оператора имеет вид:

$$\Pi^{\mu\nu}(q) = (g^{\mu\nu}q^2 - q^\mu q^\nu)\Pi(q^2), \quad (1.24)$$

где $\Pi(q^2)$ — скалярная функция, которая также называется поляризационным оператором.

Таким образом, получаем компактную форму адронного тензора

$$\Delta^{\mu\nu} = 2(g^{\mu\nu}q^2 - q^\mu q^\nu)\text{Im}_h\Pi(q^2). \quad (1.25)$$

Дальнейший простой расчёт приводит к формуле полного сечения адронной аннигиляции для неполяризованных пучков

$$\sigma^{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(s) = -\frac{4\pi\alpha}{s\sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{s}}} \left(1 + \frac{2m_e^2}{s}\right) \text{Im}_h\Pi(s). \quad (1.26)$$

Поскольку адронному рождению соответствует область энергии, в которой выполняются следующие условия $s \geq 4m_\pi^2 \gg m_e^2$, то в большинстве случаев достаточно использовать приближение

$$\sigma^{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(s) = -\frac{4\pi^2\alpha}{s} \text{Im}_h\Pi(s). \quad (1.27)$$

Аналогично приведённому выше расчёту можно вычислить сечение рождения мюонной пары в низшем порядке теории возмущений, заменив адронный ток на электромагнитный ток мюонов. Элементарное вычисление приводит к мюонному аналогу функции $\Pi(s)$:

$$\text{Im}\Pi^{\mu^+\mu^-}(s) = -\frac{\alpha}{3} \left(1 + \frac{2m_\mu^2}{s}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{s}} H(s - 4m_\mu^2), \quad (1.28)$$

где $H(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. В рассматриваемой области энергий $s \gg 4m_\mu^2$, используя 1.27, получаем

$$\sigma_0^{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}. \quad (1.29)$$

Достаточно естественным ввести определение величины R , как отношение полного сечения к сечению рождения мюонной пары в борновском приближении (1.29):

$$R \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sigma^{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(s)}{\sigma_0^{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}} \quad (1.30)$$

Из (1.27) и (1.30) следует, что

$$R = -\frac{3}{\alpha} \text{Im}_h \Pi(s). \quad (1.31)$$

Заменяя в (1.28) m_μ на массу кварка m_f и домножив на $3Q_f^2$, в низшем порядке КХД можно записать вклад в R каждого аромата

$$R_f^{(0)}(s) = 3Q_f^2 \left(1 + \frac{2m_f}{s}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_f}{s}} H(s - 4m_f^2) \underset{s \gg 4m_f^2}{\simeq} 3Q_f^2. \quad (1.32)$$

Множитель 3 возникает в (1.32) при суммировании по трём цветовым состояниям кварка. Суммируя по всем доступным на данной энергии ароматам, т.е. учитывая только кварки, обладающие массой меньше, чем половина энергии в системе центра масс, получаем полную величину R в низшем порядке КХД

$$R^{(0)} = 3 \sum_f Q_f^2. \quad (1.33)$$

В экспериментах, где характерный масштаб энергий много меньше массы Z^0 -бозона, величина R , вычисленная в рамках пертурбативной КХД в приближении безмассовых кварков, может быть записана вплоть до четвёртого порядка в виде [34–36]:

$$\begin{aligned}
R(s) = & 3 \sum_f Q_f^2 \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^2 \left(\frac{365}{24} - 11\zeta_3 - \frac{11}{12}n_f + \frac{2}{3}\zeta_3 n_f \right) \right. \\
& + \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \left[n_f^2 \left(\frac{151}{162} - \frac{1}{108}\pi^2 - \frac{19}{27}\zeta_3 \right) + n_f \left(-\frac{7847}{216} + \frac{11}{36}\pi^2 + \frac{262}{9}\zeta_3 - \frac{25}{9}\zeta_5 \right) \right. \\
& + \left. \frac{87029}{288} - \frac{121}{48}\pi^2 - \frac{1103}{4}\zeta_3 + \frac{275}{6}\zeta_5 \right] \\
& + \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^4 \left[n_f^3 \left(-\frac{6131}{5832} + \frac{11}{432}\pi^2 + \frac{203}{324}\zeta_3 - \frac{1}{54}\pi^2\zeta_3 + \frac{5}{18}\zeta_5 \right) \right. \\
& + n_f^2 \left(\frac{1045381}{15552} - \frac{593}{432}\pi^2 - \frac{40655}{864}\zeta_3 + \frac{11}{12}\pi^2\zeta_3 + \frac{5}{6}\zeta_3^2 - \frac{260}{27}\zeta_5 \right) \\
& + n_f \left(-\frac{13044007}{10368} + \frac{2263}{96}\pi^2 + \frac{12205}{12}\zeta_3 - \frac{121}{8}\pi^2\zeta_3 - 55\zeta_3^2 + \frac{29675}{432}\zeta_5 + \frac{665}{72}\zeta_7 \right) \\
& + \left. \frac{144939499}{20736} - \frac{49775}{384}\pi^2 - \frac{5693495}{864}\zeta_3 + \frac{1331}{16}\pi^2\zeta_3 + \frac{5445}{8}\zeta_3^2 + \frac{65945}{288}\zeta_5 - \frac{7315}{48}\zeta_7 \right] \Bigg) \\
& + \left(\sum_f Q_f^2 \right)^2 \left(\left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^3 \left(\frac{55}{62} - \frac{5}{3}\zeta_3 \right) + \left(\frac{\alpha_s}{\pi} \right)^4 \left[n_f \left(-\frac{745}{432} + \frac{65}{24}\zeta_3 + \frac{5}{6}\zeta_3^2 - \frac{25}{12}\zeta_5 \right) \right. \right. \\
& + \left. \left. \left(\frac{5795}{192} - \frac{8245}{144}\zeta_3 - \frac{55}{4}\zeta_3^2 + \frac{2825}{72}\zeta_5 \right) \right] \right) + \mathcal{O}(\alpha_s^5). \tag{1.34}
\end{aligned}$$

Поправки к R , связанные с конечной массой кварков, на достаточном удалении от порога рождения соответствующего кварка подавлены как $m_f^2(s)/s$. В рассматриваемом в настоящем эксперименте диапазоне энергий вклад электрослабого взаимодействия в R не превышает 0.02%, что пренебрежимо мало по сравнению с систематическими неопределённостями экспериментальных данных. Оба эффекта обсуждаются в работах [37–39].

Вклад процессов, в которых переданный импульс порядка Λ , уже не описывается пертурбативной КХД. Методы теории возмущений применимы при $s \gg \Lambda^2$, и при $s = (2 \text{ ГэВ})^2$, где $\alpha_s \simeq 0.3$ (см. рисунок 1.1), априори нельзя считать возможные поправки к R малыми. В этом случае, по мере возможности, в расчётах используют непертурбативные методы, к которым относятся, например, правила сумм и операторное разложение (*OPE*), впервые предложенное в работе К. Вильсона [40]. Тем не менее, в силу цветового конфайнмента, точность расчётов КХД не может быть сравнимой с вычислениями, выполненными в рамках КЭД, и это, конечно, одна из основных причин, почему измерение величины R является важной экспериментальной задачей.

Следует отметить, что в определённых случаях вместо R более удобно использовать величину R_{exp} [41], включающую эффекты поляризации вакуума виртуального фотона

и задаваемую равенством

$$R_{exp} \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\sigma_{exp}^{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(s)}{\sigma_0^{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}}, \quad (1.35)$$

где $\sigma_{exp}^{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}(s) = \frac{\sigma^{e^+e^- \rightarrow \text{адроны}}}{|1-\Pi(s)|^2}$. Такой подход приводит к сокращению ряда систематических неопределённостей, например, при расчёте аномального магнитного момента мюона.

Рассмотрим примеры применения экспериментальных результатов определения величины R . Как известно основной источник неопределённости при расчёте аномального магнитного момента мюона связан с вкладом сильного взаимодействия (адронный вклад). Имеется две компоненты адронного вклада. Первая часть относится с процессами рассеяния света-на-свете (LbL), бóльшая же компонента определяется поляризацией вакуума и может быть вычислена напрямую из экспериментальных данных.

Адронный вклад ведущего порядка $a_\mu^h[LO]$, связанный с поляризацией вакуума, соответствует рисунку 1.4 и может быть записан в виде дисперсионного интеграла [42]:

$$a_\mu^h[LO] = \left(\frac{\alpha m_\mu}{3\pi}\right)^2 \int_{m_\pi^2}^{\infty} \frac{R(s)\hat{K}(s)}{s^2} ds, \quad (1.36)$$

где $x = \frac{1-\beta_\mu}{1+\beta_\mu}$, $\beta_\mu = \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{s}}$. Ядро $\hat{K}(s)$ задано равенством:

$$\hat{K}(s) = \frac{3s}{m_\mu^2} \left[\frac{x^2}{2}(2-x^2) + \frac{(1+x^2)(1+x)^2}{x^2} \left(\ln(1+x) - x + \frac{x^2}{2} \right) + \frac{(1+x)}{(1-x)} x^2 \ln x \right]. \quad (1.37)$$

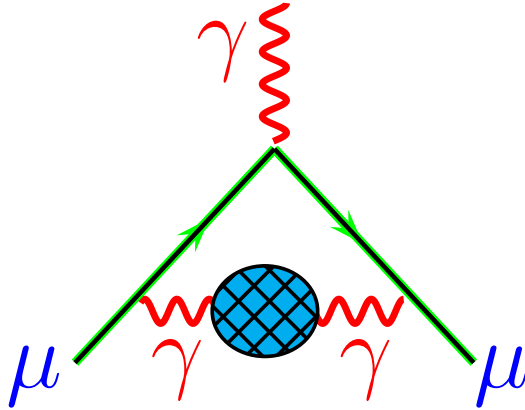


Рис. 1.4. Диаграмма Фейнмана ведущего адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона a_μ .

Функция $\hat{K}(s)$ показана на рисунке 1.5, она монотонно растёт от 0.63 до 1 при изменении величины s от $4m_\pi^2$ до $s \rightarrow \infty$.

Вследствие наличия знаменателя s^2 в подынтегральном выражении соотношения (1.36), около 91% величины $a_\mu^h[LO]$ определяется диапазоном малых энергий до 1.84 ГэВ. Часть интеграла, вычисленная в области энергии выше 1.84 ГэВ, не является основной, но существенна для точных расчётов, основанных на экспериментальных данных. До появления результатов настоящей работы в рассматриваемом диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ обычно использовали величину $R(s)$, определённую в рамках пертурбативной КХД.

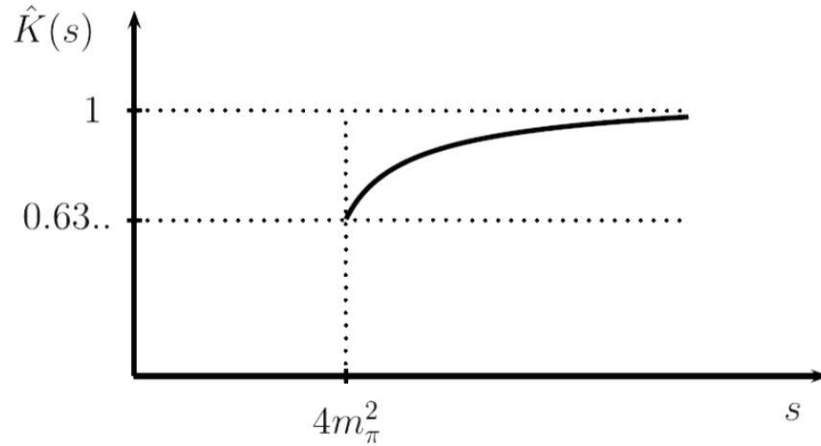


Рис. 1.5. Функция $\hat{K}(s)$, используемая при вычислении ведущего адронного вклада в аномальный магнитный момента мюона.

Ещё одно важное приложение величины $R(s)$ — это вычисление постоянной тонкой структуры α , приводимой для энергии равной массе Z -бозона. Соответствующая адронная компонента $\Delta\alpha_h^{(5)}(M_Z^2)$ может быть записана в виде дисперсионного соотношения [43–46]

$$\Delta\alpha_h^{(5)}(M_Z^2) = -\frac{\alpha M_Z^2}{3\pi} \text{Re} \int_{m_\pi^2}^{\infty} \frac{R(s)}{s(s - M_Z^2 - i\varepsilon)} ds. \quad (1.38)$$

Индекс при $\Delta\alpha_h$ соответствует кваркам пяти ароматов, учитываемых в выражении (1.38). Вклад t -кварка $\Delta\alpha_{top} \simeq -\frac{4\alpha}{45\pi} \frac{M_Z^2}{m_t^2}$ более чем на два порядка меньше и рассчитывается отдельно. Характерное поведение в подынтегральном выражении соотношения (1.38) при рассматриваемых энергиях $1/s$. Таким образом, в отличие от вычисления ведущего адронного вклада в аномальный магнитный момента мюона, область высоких энергий подавлена в меньшей степени. Вклад, определяемый диапазоном энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ учётом J/ψ - и $\psi(2S)$ - резонансов, в величину $\Delta\alpha_h^{(5)}(M_Z^2)$ составляет около 15%.

Экспериментальные результаты измерения R и параметров J/ψ - и $\psi(2S)$ - мезонов используются также при определении масс тяжёлых кварков. В работе [6] при нахождении массы c -кварка характерная систематическая неопределённость, связанная с ошибками измерений масс и электронных ширин резонансов, равна 4.5 МэВ. При этом неточность измерения R в диапазоне энергий от 2 до 3.72 ГэВ приводит к ошибке в массе c -кварка 1.7 МэВ, и связана с точностью вычисления экспериментальных моментов M_n^{exp} , которые задаются интегралами вида:

$$M_n^{\text{exp}} = \int \frac{R(s)}{s^{n+1}} ds . \quad (1.39)$$

Несмотря на то, что остальные источники неопределённости преобладают в итоговой погрешности расчёта равной 7.8 МэВ, приводимой авторами, работа по уточнению величины инклюзивного адронного сечения в области энергии ниже 3.72 ГэВ остаётся востребована.

1.4. Эксперименты по измерению R

Как уже было отмечено ранее во Введении, эксперименты по измерению величины R в диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ проводились неоднократно. Подробный обзор полученных результатов можно найти в работе [47]. В настоящей диссертации описание каждого из предыдущих экспериментов не является приоритетной задачей, в тоже время следует обсудить ряд характерных особенностей анализа, присущих подобным измерениям.

Один из экспериментов, в котором было выполнено измерение величины R в широком диапазоне энергий от 2.6 до 7.8 ГэВ, был эксперимент MARK-I [13]. Точной настройки моделирования e^+e^- -аннигиляции в адроны при анализе экспериментальных данных MARK-I не проводилось. Для определения эффективности регистрации событий использовался метод разложения, описание которого дано в разделе 4.2. На рисунке 1.6 приведено сравнение распределений заряженной множественности, полученных в моделировании и в эксперименте.

Вычитание вклада J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов проводилось аналитически, при заданных параметрах резонансов. Эффективность регистрации адронных событий (см. рисунок 1.7) при энергии ниже 3.72 ГэВ не превосходила 45%. Средняя точность измерений в работе MARK-I составила 13%, достигая в отдельных точках 6%. Долгое время после публикации результатов MARK-I экспериментов по определению R в диапазоне энергий от 1.84 ГэВ до 3.72 ГэВ не проводилось. Активные исследования данной области энергий были продолжены коллаборацией BES в работах [14–17].

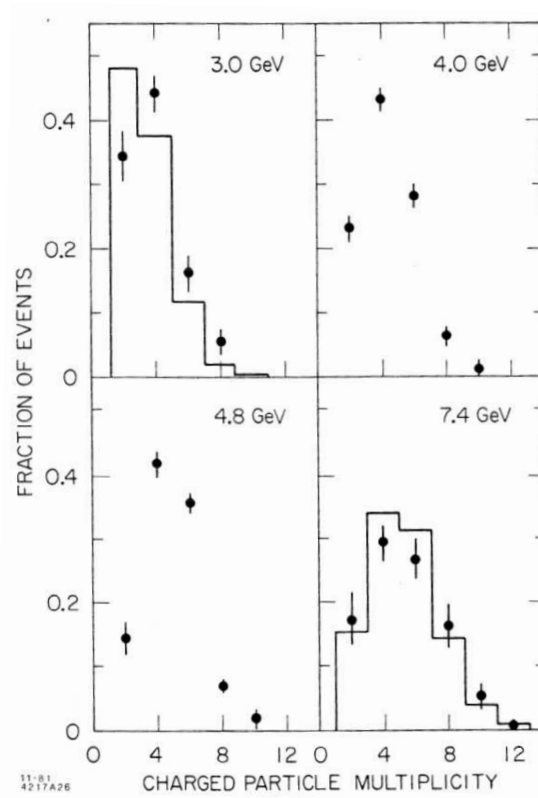


Рис. 1.6. Распределение заряженной множественности в эксперименте MARK-I [13]. Рисунок взят из отсканированной версии меморандума SLAC-PUB-2831. Точки соответствуют экспериментальным данным, а гистограммы результатам моделирования.

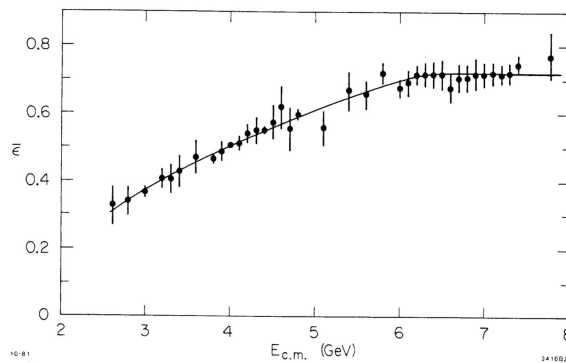


Рис. 1.7. Эффективность регистрации адронных событий в зависимости от энергии в эксперименте MARK-I [13]. Рисунок взят из отсканированной версии меморандума SLAC-PUB-2831.

Результаты для наиболее широкой области энергий от 2.0 до 5 ГэВ представлены в статье 2002 года [15] (рисунок 1.8). Проведённый анализ экспериментальных данных BES-II включал в себя настройку моделирования uds -континуума. Были использованы

две версии моделирования, базирующиеся на двух различных моделях адронной фрагментации (более подробное описание дано в разделе 4.2). Основной особенностью анализа являлось то, что вклад узких резонансов рассматривался совместно с вкладом сечения uds -континуума. То есть эффективность регистрации находилась без выделения резонансных компонент, а процедура анализа требовала нескольких итераций. Итоговая точность результатов не превосходила 5.5%.

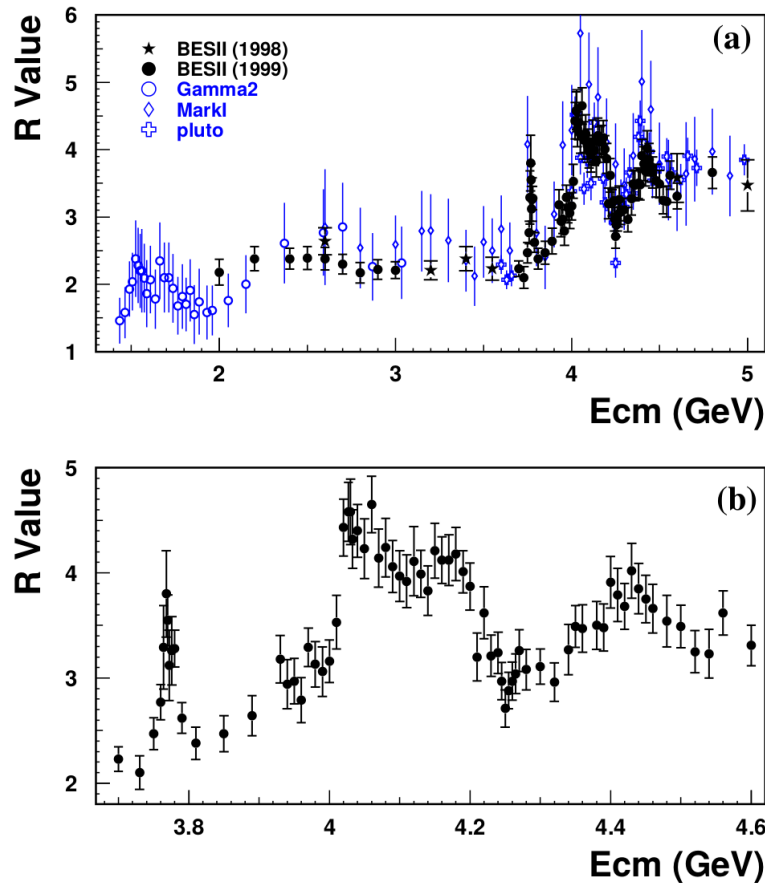


Рис. 1.8. Результаты измерений величины R , полученные в эксперименте BES-II. Рисунок взят из работы [15].

В работе коллаборации BES 2009 года [17] было проведено измерение R в трёх точках по энергии 2.6, 3.07 и 3.65 ГэВ. Принципиальная схема анализа не отличалась от предыдущих работ коллаборации, но точность результатов повысилась до 3.4% при доминировании систематической неопределённости. На момент начала эксперимента КЕДР измерения величины R , выполненные с детектором BES-II, были наиболее точными в рассматриваемой области энергий.

Для полноты обсуждения e^+e^- -аннигиляции в диапазоне энергий от порога рождения нуклонов до порога рождения $D\bar{D}$ -пар необходимо рассмотреть поведение сечения в окрестности J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, чему посвящён следующий раздел.

1.5. Вычисление адронного сечения в области узкого 1^{--} -резонанса

1.5.1. Определение параметров узкого 1^{--} -резонанса

При анализе экспериментальных данных, резонансы с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$ рассматриваются преимущественно как квазистационарные (или метастабильные) состояния, описываемые брейт-вигнеровской амплитудой, характеризующей появление резонанса во всех порядках теории возмущений КЭД. Амплитуда содержит «физические», иначе говоря, «одетые» значения массы и полной ширины резонанса. Как правило, принимается во внимание наличие интерференции резонансной амплитуды с амплитудой нерезонансного перехода в исследуемое конечное состояние.

В ряде случаев, резонанс может быть представлен как феномен вакуумной поляризации. Комбинация же подходов может стать причиной неправильной интерпретации экспериментальных результатов, что было отмечено А. Г. Шамовым [48] и подробно изложено в работах [49, 50]. Источником смешивания походов служит наивное толкование классической работы Э. А. Кураева и В. С. Фадына [51], относящейся к применению структурных функций для вычисления радиационных поправок к процессу аннигиляции электрон-позитронных пар и опубликованной в 1985 году.

Согласно работе [51], сечение однофотонной аннигиляции e^+e^- -пары в заданное конечное состояние имеет вид:

$$\sigma(s) = \int dx \frac{\sigma_0((1-x)s)}{|1 - \Pi((1-x)s)|^2} \mathcal{F}(s, x). \quad (1.40)$$

Здесь и далее W —энергия в системе центра масс e^+e^- -системы, инвариант $s = W^2$ соответствует квадрату энергии пары в системе центра масс, $\sigma_0(s)$ —сечение процесса в борновском приближении. Ядро радиационных поправок $\mathcal{F}(s, x)$ вычислено в работе [51] с точностью около 0.1%, переменная x определяет долю s , потерянную в результате излучения начальными частицами фотонов и мягких e^+e^- -пар.

В соответствии с общепринятым подходом, следует использовать «экспериментальные» или «физические» значения парциальных ширин резонансов, введённые по предло-

жению Y.-S. Tsai [52]. Лептонные ширины определяются соотношением:

$$\Gamma_{ll} = \frac{\Gamma_{ll}^{(0)}}{|1 - \Pi_0|^2}, \quad (1.41)$$

где Π_0 — оператор поляризации вакуума, из которого исключён вклад самого резонанса, а $\Gamma_{ll}^{(0)}$ — «голая» парциальная ширина. «Экспериментальные» значения лептонных ширин удовлетворяют соотношению

$$\Gamma_{ll} = \Gamma \times \mathcal{B}_{ll(\gamma)}, \quad (1.42)$$

где Γ — полная ширина резонанса, $\mathcal{B}_{ll(\gamma)}$ — вероятность распада на лептонную пару, измеряемая экспериментально с учётом возможности излучения произвольного числа мягких фотонов. Для сильных распадов резонанса различия между «экспериментальной» и «голой» парциальной шириной не вводится. Использование в публикациях «экспериментальных» значений лептонной ширины рекомендовано Particle Data Group после появления работы [53], в которой ранее опубликованные «голые» значения $\Gamma_{ll}^{(0)}$ были пересчитаны в «одетые» с исправлением ошибок, связанных с вычислением полной ширины по «голой» лептонной ширине с помощью соотношения (1.42).

Таким образом, экспериментально определённые значения массы, полной и лептонной ширин резонанса нельзя сравнивать непосредственно с теоретическими расчётами этих величин, включая предсказания потенциальных моделей. Учёт 8-процентного различия между $\Gamma_{ee}^{(0)}$ и Γ_{ee} проводится со времени публикации [53]. Отличия между «голыми» и «одетыми» массами J/ψ и $\psi(2S)$ (1.2 и 0.5 МэВ соответственно) не велики в сравнении с точностью расчёта масс, достигнутой к настоящему моменту потенциальными моделями, однако, массы этих резонансов используются для настройки параметров потенциальных моделей, что может привести к более существенным неточностям в определении масс других состояний чармония и предсказании лептонных и полных ширин. Разница между «голыми» и «одетыми» значениями полной ширины составляет 23 кэВ для J/ψ (около 25%) и 10 кэВ для $\psi(2S)$ (около 3%).

1.5.2. Сечение рождения адронов в окрестности узкого 1^{--} -резонанса

Вследствие соотношения (1.40), приведённом в предыдущем разделе, сечение рождения резонанса V в процессе e^+e^- -аннигиляции в процессе $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \text{адроны}$, при суммарной энергии сталкивающихся частиц в системе центра масс $W = \sqrt{s}$ может быть представлено в виде:

$$\sigma_V^{RC}(s) = \int_0^{1-4m_\pi^2/s} \frac{12\pi \Gamma_{ee} \Gamma_h}{(s(1-x) - M^2)^2 + M^2 \Gamma^2} \times \mathcal{F}(x, s) dx, \quad (1.43)$$

где $\Gamma_{ee}, \Gamma_h, \Gamma, M$ — физические («одетые») параметры резонанса. Здесь и далее для указания учёта радиационных поправок в сечении используется индекс « RC ».

Функция радиационных поправок $\mathcal{F}(x, s)$ [51], полученная в подходе структурных функций, имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}(x, s) = & \beta x^{\beta-1} [1 + \delta_{sf}] - \beta \left(1 - \frac{1}{2}x\right) + \\ & + \frac{1}{8}\beta^2 \left[4(2-x) \ln \frac{1}{x} - \frac{1+3(1-x)^2}{x} \ln(1-x) - 6+x\right] + \\ & + \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \left(\frac{1}{6x} \left(x - \frac{4m_e}{W}\right)^\beta \left(\ln \frac{sx^2}{m^2} - \frac{5}{3}\right)^2 \left(2-2x+x^2 + \frac{1}{3}\beta \left(\ln \left(\frac{sx^2}{m^2}\right) - \frac{5}{3}\right)\right)\right) + \\ & + 2 \left(\ln \frac{W}{m_e}\right)^2 \left[\frac{2(1-(1-x)^3)}{3(1-x)} + (2-x) \ln(1-x) + \frac{1}{2}x\right] H\left(x - \frac{4m_e}{W}\right), \end{aligned} \quad (1.44)$$

где $\beta = \frac{4\alpha}{\pi} (\ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2})$, а $\delta_{sf} = \frac{3}{4}\beta + \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2}\right) + \beta^2 \left(\frac{37}{96} - \frac{\pi^2}{12} - \frac{1}{36} \ln \frac{W}{m_e}\right)$.

В постановке эксперимента, когда рождение реальных e^+e^- -пар запрещено, слабое с H -функцией опускается. Переменная x —доля s , излучённая в процессе ISR. Для вычисления наблюдаемого сечения при заданной энергии коллайдера W требуется учесть разброс энергии пучков. Обычно предполагают гауссово распределение, имеющее энергетический разброс σ_W , в более общем случае:

$$G(W, W') = \frac{g(W-W')}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} \exp\left(-\frac{(W-W')^2}{2\sigma_W^2}\right), \quad (1.45)$$

где предэкспоненциальный множитель $g(W-W')$ определяется рядом ускорительных эффектов [54].

Описание наблюдаемого сечения с учётом конечной полной ширины резонанса и разброса по энергии сталкивающихся частиц требует двойного интегрирования, а также учёта интерференции резонансного и нерезонансного рождения адронов. Многократное вычисление двойного интеграла при подгонке экспериментальных данных приводит к значительным вычислительным затратам. Поэтому расчёт сечения, как правило, сводят к однократному интегралу, выполнив с достаточной точностью интегрирование по переменной x аналитически.

Впервые аналитическое вычисление радиационных поправок в мягкофотонном приближении к рождению узкого резонанса было проведено И. Я. Азимовым, А. И. Вайнштейном, Л. Н. Липатовым и В. А. Хозе в работе [55] и В. В. Бажановым, Г. П. Пронько Л. Д. Соловьёвым в работах [56, 57] вскоре после открытия J/ψ -мезона. В цитируемых работах рассмотрена интерференция резонансного процесса с нерезонансным рождением

адронов в однофотонном канале. В расчётах пренебрегались слагаемые порядка β^2 , так что точность приводимого авторами результата не превышает одного процента. Позднее R. N. Sahn [58] уточнил выражение для сечения узкого резонанса. Как и в работе [55] рассматривалась нерелятивистская брейт-вигнеровская амплитуда, а полученный результат имеет довольно громоздкий вид.

Методом, использованным в работе [55], можно существенно упростить формулы для вычисления сечения и расширить область применения, проведя расчёт с релятивистским выражением для брейт-вигнеровской амплитуды. Соответствующие расчёты, выполненные автором диссертации, приведены в работе [49]. С учётом интерференции резонансного процесса с нерезонансным однофотонным каналом сечение рождения узкого резонанса в процессе e^+e^- -аннигиляции в адроны имеет вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{narrow resonance}}^{RC}(s) = & \frac{12\pi}{s} \left\{ \left(1 + \delta_{sf} \right) \left[\frac{\Gamma_{ee}\tilde{\Gamma}_h}{\Gamma M} \text{Im} f(s) \right. \right. \\ & - \left. \frac{2\alpha\sqrt{R}\Gamma_{ee}\tilde{\Gamma}_h}{3\sqrt{s}} \lambda \text{Re} \frac{f^*(s)}{1-\Pi_0} \right] \\ & - \frac{\beta\Gamma_{ee}\tilde{\Gamma}_h}{2\Gamma M} \left[\left(1 + \frac{M^2}{s} \right) \arctan \frac{\Gamma s}{M(M^2-s+\Gamma^2)} \right. \\ & \left. \left. - \frac{\Gamma M}{2s} \ln \frac{\left(\frac{M^2}{s} \right)^2 + \left(\frac{\Gamma M}{s} \right)^2}{\left(1 - \frac{M^2}{s} \right)^2 + \left(\frac{\Gamma M}{s} \right)^2} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1.46)$$

где Π_0 — поляризационный оператор без учёта вклада резонанса,

$$f = \frac{\pi\beta}{\sin \pi\beta} \left(\frac{s}{s - M^2 - iM\Gamma} \right)^{1-\beta}. \quad (1.47)$$

Параметр λ «характеризует насколько близки по своим свойствам конечные состояния в распаде резонанса и однофотонном канале» [55], R_f — абсолютный вклад канала в отношение R , в случае рождения пары $\mu^+\mu^-$ $R_f = 1$, $\lambda = 1$, $\phi = 0$.

Следует отметить, что вклад интерференции при $\phi \neq 0, \pi$ не сводится к «интерференционной волне», но и изменяет сечение резонанса при $W = M$. Выражение в первых квадратных скобках 1.46 соответствуют мягкофотонному приближению, остальные вклады связаны с поправками, возникающими при излучении высокоэнергичных фотонов. В соответствующем порядке по β на небольшом удалении от резонанса формула (1.46) сводится к результатам, полученным в работах для нерелятивистской брейт-вигнеровской амплитуды [55, 58].

Формула (1.46) была проверена численным интегрированием с учётом полной функции радиационных поправок [51], точность согласия не хуже 0.1%, в области энергии, значительно превосходящей диапазон, в котором обычно проводится подгонка¹ резонанса.

Оценка величины параметра λ для полного (инклюзивного) адронного сечения обычно получается наивной интерпретацией партонной модели, учитывающей глюонный $gg(g/\gamma)$ и электромагнитный $\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ каналы распада резонанса. Рассматривая кварк-антикварковую пару и глюоны как конечные продукты распада получаем, что глюонный канал не интерферирует с нерезонансным процессом $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$, а электромагнитный — интерферирует с той же фазой, что и в случае мюонного распада резонанса. в этом случае адронная ширина Γ_h не отличается от суммы ширин глюонного и электромагнитного каналов $\Gamma_h = \Gamma_{gg(g\gamma)} + \Gamma_{q\bar{q}}$ с $\Gamma_{q\bar{q}} = R \times \Gamma_{ee}$, произведение $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, получаемое подгонкой сечения выражением (1.46), даёт несмещённую оценку истинной величины, а для параметра λ имеем

$$\lambda = \sqrt{\frac{R\mathcal{B}_{ee}}{\mathcal{B}_h}}, \quad (1.48)$$

где \mathcal{B}_h и \mathcal{B}_{ee} — вероятности распада резонанса в адроны и на электрон-позитронную пару, величина R соответствует нерезонансной области.

Такая интерпретация партонной модели является наивной, так как в каждом эксклюзивном адронном канале имеется интерференция сильной и электромагнитной амплитуд. В общем случае, рассмотренном в работе [50], имеем:

$$\lambda = \sqrt{\frac{R\mathcal{B}_{ee}}{\mathcal{B}_h}} + \sqrt{\frac{1}{\mathcal{B}_h}} \sum_m \sqrt{b_m \mathcal{B}_m^{(s)}} \langle \cos \phi_m \rangle_{\Theta}, \quad (1.49)$$

$$\tilde{\Gamma}_h = \Gamma_h \times \left(1 + \frac{2\alpha}{3(1 - \text{Re } \Pi_0) \mathcal{B}_h} \sqrt{\frac{R}{\mathcal{B}_{ee}}} \sum_m \sqrt{b_m \mathcal{B}_m^{(s)}} \langle \sin \phi_m \rangle_{\Theta} \right). \quad (1.50)$$

Здесь $\tilde{\Gamma}_h$ — величина адронной парциальной ширины, получаемая подгонкой сечения при истинном значении Γ_h , $b_m = R_m/R$ — вклад заданной моды в сечение континуума, ϕ_m — фаза интерференции для неё, а $\mathcal{B}_m^{(s)} = \Gamma_m^{(s)}/\Gamma$ (индекс (s) отмечает вклад сильного взаимодействия). Скобки $\langle \rangle_{\Theta}$ обозначают усреднение по углам и импульсам конечных частиц; моделирование показывает, что существенного подавления интерференции в случае J/ψ и $\psi(2S)$ не происходит.

Выводы, сделанные на основании партонной модели, воспроизводятся в предположении некоррелированности фаз интерференции отдельных мод, что подвергается сомнению в некоторых публикациях. Высказывается даже гипотеза, согласно которой значение

¹ Здесь и далее в диссертации используется термин «подгонка» как наиболее близкий к англоязычному «fit».

фазы интерференции между сильными и электромагнитным амплитудами универсально и составляет -90 градусов [60]. Имеются основания предполагать, что это справедливо для имеющих небольшую вероятность квази-двухчастичных распадов J/ψ и $\psi(2S)$ (см. работу [61] и ссылки в ней), однако, какие-либо подтверждения такой универсальности для многочастичных состояний отсутствуют. Соответствующие неопределённости величины λ и значения $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ обсуждаются в разделе 6.5.

1.5.3. Подгонка наблюдаемого сечения рождения J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов

Подгонка наблюдаемого сечения рождения J/ψ -резонанса в его окрестности, осуществляется с помощью функциональной зависимости имеющей вид:

$$\sigma_{\text{mh}}^{\text{obs}}(W) = \varepsilon_{J/\psi} \int \sigma_{J/\psi}^{\text{RC}}(W') G(W, W') dW' + \sigma_{\text{cont}}(W), \quad (1.51)$$

где функция $\sigma_{J/\psi}^{\text{RC}}(W)$ вычисляется по формуле (1.46) с соответствующими параметрами резонанса, $\varepsilon_{J/\psi}$ —эффективность регистрации события процесса $J/\psi \rightarrow$ адроны. Так как вклад процессов, имеющих отличную от $1/s$ зависимость, в большинстве случаев мал, то поведение сечение континуума описывается эмпирической формой:

$$\sigma_{\text{cont}}(W) = \sigma_0 \left(\frac{W_0}{W} \right)^2, \quad (1.52)$$

где σ_0 — параметр, задающий сечение подложки, а W_0 — опорная энергия, данный параметр обычно выбирают близким или равным массе резонанса.

В области $\psi(2S)$ -резонанса наблюдаемое адронное сечение может быть записано с учётом вклада радиационного «хвоста» J/ψ и рождения $\tau^+\tau^-$ -пар в виде:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{mh}}^{\text{obs}}(W) = & \varepsilon_{\psi(2S)} \int \sigma_{\psi(2S)}^{\text{RC}}(W') G(W, W') dW' + \sigma_{\text{cont}}(W) \\ & + \varepsilon_{J/\psi} \int \sigma_{\psi(J/\psi)}^{\text{RC}}(W') G(W, W') dW' + \varepsilon_{\tau\tau} \int \sigma_{\tau\tau}^{\text{RC}}(W, W') dW', \end{aligned} \quad (1.53)$$

где $\varepsilon_{\psi(2S)}$ и $\varepsilon_{\psi(J/\psi)}$ —эффективности регистрации процессов $\psi(2S) \rightarrow$ адроны и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Сечение рождения $\tau^+\tau^-$ -пар вычисляется согласно [94]. Сечение $\sigma_{\psi(2S)}^{\text{RC}}$ содержит распад $\psi(2S) \rightarrow \tau^+\tau^-$, в связи с чем параметр интерференции λ модифицируется к виду:

$$\lambda_{h+\tau} \approx \sqrt{\frac{R\mathcal{B}_{ee}}{\mathcal{B}_h}} + \frac{\varepsilon_{\tau\tau}}{\varepsilon_{\psi(2S)}} \sqrt{\frac{R_\tau \mathcal{B}_{\tau\tau}}{R \mathcal{B}_h}}, \quad (1.54)$$

где $R_\tau = \sigma_{\tau^+\tau^-} / \sigma_{\mu^+\mu^-} \approx 0.39$.

Следует отметить, что при подгонке непосредственно в окрестности $\psi(2S)$ -резонанса, два последних слагаемых в (1.53) можно опустить, что означает их включение в

эмпирическую зависимость $\sigma_{\text{cont}}(W)$, возникающая при этом систематическая неопределённость параметров резонанса, как правило, пренебрежимо мала.

При подгонке J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов для описания сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ использовалось выражение, включающее вклад подгоняемого резонанса с учётом интерференции

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{ee \rightarrow ee} \approx \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{кЭД}}^{ee \rightarrow ee} + \frac{(1 + \delta_{sf})}{s} \left\{ \frac{9}{4} \frac{\Gamma_{ee}^2}{\Gamma M} (1 + \cos^2 \theta) \text{Im} f - \right. \quad (1.55)$$

$$\left. \frac{3\alpha}{2} \frac{\Gamma_{ee}}{M} \left[(1 + \cos^2 \theta) \text{Re} \frac{f^*}{1 - \Pi_0(s)} - \frac{(1 + \cos \theta)^2}{1 - \cos \theta} \text{Im} \frac{f^*}{1 - \Pi_0(t)} \right] \right\},$$

$$t \simeq -\frac{s}{2}(1 - \cos \theta), \quad (1.56)$$

где масса M и ширины Γ_{ee} , Γ — параметры соответствующего резонанса. В исходном виде резонансная и интерференционная части вклада резонанса, содержащие $\text{Im} f$ и $\text{Re} f$ в формуле (1.55), взяты из работы [55]. Погрешность приведённых слагаемых не ограничивает точность расчёта светимости в силу их малости по сравнению с ведущим, электродинамическим вкладом.

1.6. Спектроскопия чармония

Обсуждая вопросы e^+e^- -аннигиляции в исследуемом диапазоне энергий, следует затронуть современное состояние дел по спектроскопии чармония. Достаточно детальные обзоры по физике чармония можно найти в работах [59, 62, 63]. В настоящем разделе обозначены лишь основные методы, используемые при теоретическом описании системы $c\bar{c}$ -кварков.

Одним из способов расчёта параметров адронов в квантовой теории поля является решётчатая КХД, не требующая каких-либо внешних данных, кроме масс кварков и константы взаимодействия. При реализации процедуры дискретизации в рамках решётчатой КХД непрерывное пространство-время замещается узлами решётки, а лагранжиан КХД — решётчатым лагранжианом, который удовлетворяет условиям калибровочной инвариантности и непрерывности при переходе к «нулевому» размеру ребра решётки. Метод решётчатой КХД описывает качественную структуру спектра чармония, которая согласуется с экспериментальными данными. Имеющиеся ограничения подхода определяются вычислительной мощностью современных компьютеров, недостаточной на данный момент для выполнения расчётов с реалистичными значениями масс кварков и достаточно малым шагом решётки. Вследствие чего применяют схемы с большими массами

кварков, а результаты вычислений экстраполируют в область малых масс кварков, что приводит к большим систематическим неопределённостям. Определённые методом решётчатой КХД [64–67] массы состояний чармония в настоящее время существенно отличаются от значений, измеренных в эксперименте. Тем не менее быстрый рост вычислительных мощностей задаёт вектор дальнейшего прогресса этой области физики высоких энергий. Более детально метод решётчатой КХД изложен в обзоре [68].

Таким же близким к фундаментальной хромодинамике является теоретический подход, основанный на использовании правил сумм [69, 70]. Метод опирается на анализ дисперсионных соотношений с учётом общих свойств КХД, таких как аналитичность, унитарность и асимптотическая свобода.

Ещё одним способом рассмотрения свойств кваркониев являются потенциальные модели, при построении которых исходят из общих представлений о динамике взаимодействия кварков в КХД, а также в той или иной мере используют экспериментальные данные. Энергетический спектр и соответствующие волновые функции кваркония находят при решении нерелятивистского стационарного уравнения Шрёдингера. Для представления системы $c\bar{c}$ -кварков применяют спектроскопические обозначения $n^{2S+1}L_J$, где n — радиальное квантовое число, L — орбитальный момент системы, S — суммарный спин кварков и J — полный спин. Полученная в рамках описанного подхода схема уровней связанного состояния чармония показана на рисунке 1.9.

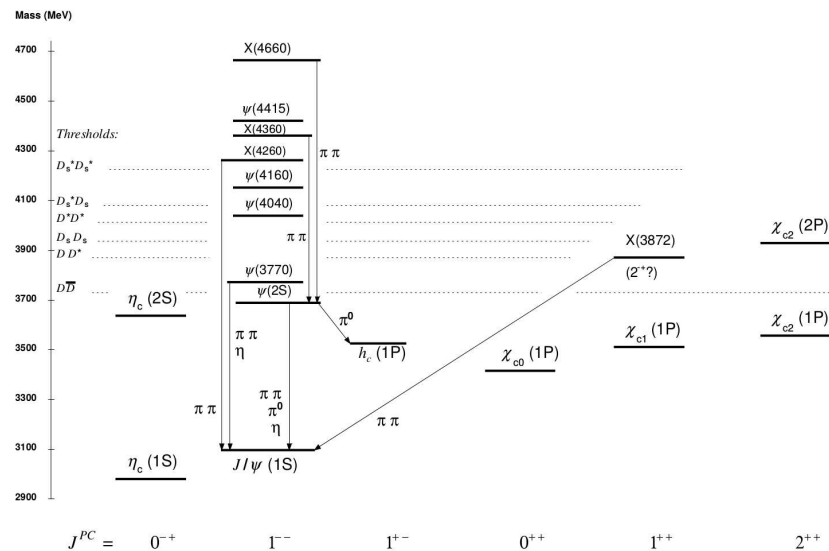


Рис. 1.9. Схема состояний чармония [25].

Экспериментальные данные по измерению спина, пространственной и зарядовой чётности в большинстве случаев позволяют определить квантовые числа наблюдаемого

состояния. Различные формы потенциала, включая вопросы, касающиеся релятивистских, спин-спиновых и спин-орбитальных поправок, подробно изложены в обзорах [70–72]. В таблице 1.1 представлены параметры J/ψ -, $\psi(2S)$ - и $\psi(3770)$ -мезонов, вычисленные на основе решёточной КХД и потенциальных моделей.

Таблица 1.1. Параметры J/ψ -, $\psi(2S)$ - и $\psi(3770)$ -мезонов, полученные в теоретических расчётах. Значения масс J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов не приводятся в таблице, если они использовались при для определения параметров модели.

	Параметры J/ψ		Параметры $\psi(2S)$		Параметры $\psi(3770)$		
	M , МэВ	Γ_{ee} , кэВ	M , МэВ	Γ_{ee} , кэВ	M , МэВ	Γ , МэВ	Γ_{ee} , эВ
Эксп. [25]	3096.9 ± 0.006	5.55 ± 0.14	3686.097 ± 0.010	2.33 ± 0.04	3778.1 ± 1.2	27.5 ± 0.9	256 ± 16
Решёточное КХД							
C09 [64]	3062	–	3730	–	–	–	–
OA09 [65]	3085	–	3777	–	–	–	–
KW15 [66]	3056 ± 50	–	3662 ± 61	3865 ± 60	–	–	–
СКW16 [67]	3096 ± 15	–	3647 ± 92	3833 ± 47	–	–	–
Потенциальные модели							
R80 [73]	3097	–	3687	–	3773	–	60
E80 [76]	–	4.8	–	2.1	3810	–	–
BT81 [77]	–	–	3700	2.55	–	–	–
GI85 [78]	3098	–	3676	–	3819	–	–
F91 [79]	3104	5.23	3670	2.56	3840	–	–
GJ94 [80, 81]	3096.9	6.68	3685.8	3.25	–	–	–
EQ94 [82]	3097	8.0	3686	3.67	–	–	–
IM96 [83]	3119	4.28	3693	1.76	3799	–	–
EFG [84, 85]	3096	5.4	3686	2.4	3798	–	–
EFG05 [86]	3097	–	3684	–	3795	–	–
GVG03 [87]	–	–	3679	2.33	3794	–	52
BGS05 [88]	3090	–	3672	–	3785	43	–
RR07 [89]	–	4.28	3685.5	2.25	3803.8	–	90
BD09 [90]	3066	5.41	3670	2.47	3779	–	248
CW10 [91]	–	–	3688.1	–	3778.9	–	–
CYC12 [92]	3085.1	6.0	3682.1	2.2	3785.3	–	79
KR18 [93]	3097	8.335	3649	2.496	3799.0	–	261

Найденный согласно потенциальным моделям спектр состояний чармония качественно согласуется с экспериментальными данными для частиц с массой ниже порога рождения $D\bar{D}$ -пар. Однако выше порога открытого очарования ситуация меняется, и появляются значительные отклонения от теоретических предсказаний в спектре масс. Данная проблема частично решается путём учёта смешивания состояний с различными орбитальными моментами.

Методы описания свойств кваркониев непрерывно совершенствуются и, подводя итог настоящего раздела, можно сказать, что точное измерение параметров состояний чармония стимулирует дальнейший прогресс в этой области физики высоких энергий.

Глава 2

Ускорительный комплекс ВЭПП-4М и детектор КЕДР

2.1. Ускорительный комплекс ВЭПП-4М

Уже более полувека основным инструментом исследования структуры материи и фундаментальных взаимодействий являются встречные пучки. ВЭПП-4М относится к наиболее распространённому типу установок, коллайдеров со встречными электрон-позитронными пучками.

Ускорительный комплекс ВЭПП-4 был введён в эксплуатацию в 1979 году. С 1981 по 1985 годы на ВЭПП-4 с детектором МД-1 [95] были проведены многочисленные исследования по физике ипсилон-семейства, измерению R и двухфотонной физике [96–106]. В 1986-1994 гг. проведена перестройка кольца для установки детектора КЕДР и повышения светимости. В состав комплекса входит: линейный ускоритель электронов на энергию 350 МэВ, бустерный синхротрон Б-4, промежуточный накопитель ВЭПП-3 с максимальной энергией 2 ГэВ и коллайдер ВЭПП-4М [107, 108], позволяющий работать в режиме 2×2 сгустка. Схема комплекса показана на рисунке 2.1.

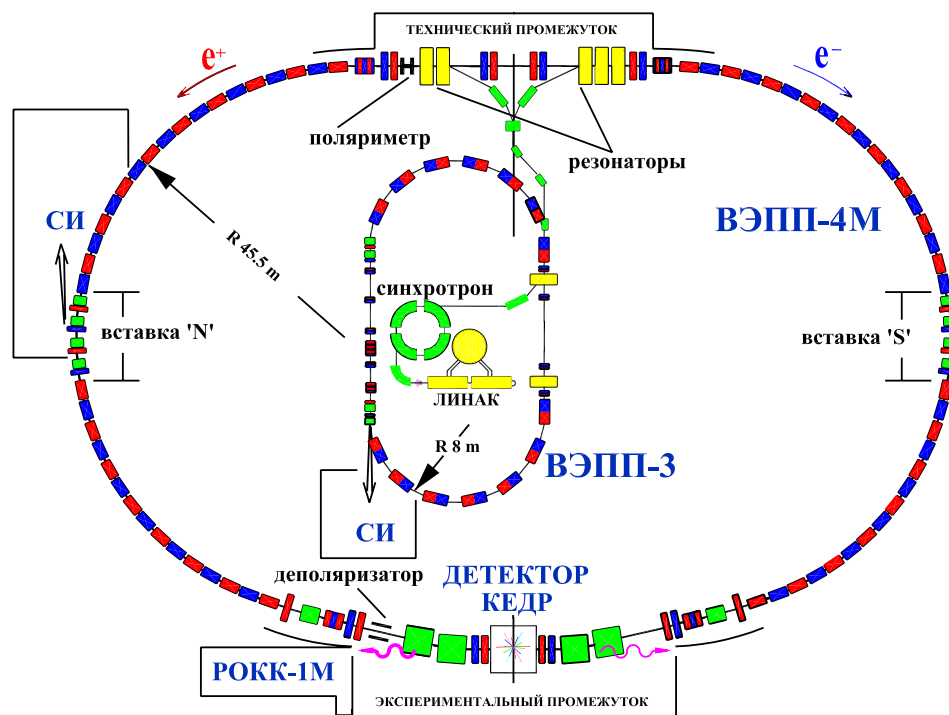


Рис. 2.1. Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-4М.

По величине светимости накопительный комплекс ВЭПП-4М значительно уступает современным коллайдерам. Тем не менее возможность осуществлять столкновения электрон-позитронных пучков при энергии от 1.8 до 11 ГэВ в центре масс и наличие системы прецизионного измерения энергии позволяют рассматривать целый ряд уникальных физических задач.

Средняя скорость накопления электронов и позитронов в ВЭПП-3 составляет примерно 5 мА/мин и $1 \div 2$ мА/мин соответственно. Инжекция электронов и позитронов в ВЭПП-3 производится с частотой 1.5 Гц. Электроны с энергией 50 МэВ из линейного ускорителя инжектируются в синхротрон Б-4, где ускоряются до энергии 350 МэВ. Позитроны получают конверсией 50 МэВ-ных электронов линака с последующим сбором 7 МэВ-ных позитронов в энергетическом диапазоне $\pm 3\%$ перед их инжекцией в синхротрон. Накопитель ВЭПП-3 позволяет работать в режиме накопления электронов или позитронов в двух сепаратрисах. Основные параметры ВЭПП-3 приведены в таблице 2.1.

Таблица 2.1. Основные параметры ВЭПП-3М

Периметр	74.4 м
Максимальная энергия	2 ГэВ
Средняя скорость накопления электронов	5 мА/мин
Средняя скорость накопления позитронов	2 мА/мин
Максимальный ток позитронов	50 мА
Максимальный ток электронов	160 мА
Число сгустков	2

Последовательность инжекции позитронов и электронов в ВЭПП-4М состоит из следующих этапов: перепуск электронов после накопления заданного тока в двух сепаратрисах ВЭПП-3, магнитный цикл ВЭПП-3М с изменением ориентации ведущего поля, накопление в двух сепаратрисах позитронов с последующим перепуском в ВЭПП-4М. Время инверсии магнитного поля составляет примерно 5 минут, время ускорения в ВЭПП-3 около 4 минут. Характерное время накопления и перепуска для электронов составляет 15 мин, для позитронов 25 мин. Основные параметры ВЭПП-4М приведены в таблице 2.2. Следует отметить, что описанная выше схема работы ускорительного комплекса использовалась на протяжении долгого времени, в том числе и в экспериментах, положенных в основу диссертации. Однако, начиная с 2017 года, в качестве источника электронов и позитронов был задействован инжекционный комплекс ВЭПП-5 [109].

Таблица 2.2. Основные параметры ВЭПП-4М

Периметр	366 м
Частота обращения	818.9 кГц
Коэффициент уплотнения орбиты	0.0168
Максимальный ток в одном сгустке ($E = 1.8$ ГэВ)	3.5 мА
Максимальная светимость ($E = 1.8$ ГэВ)	$2 \times 10^{30} \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
β_z в месте встречи	5 см
β_x в месте встречи	75 см
ψ в месте встречи	80 см
Продольный размер пучка	3 см
Время поляризации ($E = 1.8$ ГэВ)	~ 100 часов

Для измерения энергии электронов и позитронов в ВЭПП-4М используется метод резонансной деполяризации (МРД) [110–112]. Измерения методом резонансной деполяризации проводится прецизионная калибровка накопителя в специальных «заходах»¹. Для непрерывного контроля за энергией в экспериментах с детектором КЕДР в 2003-2011 гг. использовался метод обратного комптоновского рассеяния (ОКР) [113, 114]. Реализованные на ВЭПП-4М способы измерения энергии дают преимущества по отношению к установкам ВЕРС и CESR при проведении экспериментов, связанных со сканированием области резонансов, более подробно детали измерения энергии ускорительного комплекса изложены в разделе 2.2.

2.2. Измерение энергии на ВЭПП-4М

Энергия ускорителя устанавливается процедурой, включающей в себя вычисления токов всех магнитов и линз по заданному значению энергии, для названия которого используют термин «энергия уставки». Характерное отклонение энергии уставки от истинной энергии для ВЭПП-4М составляет 2-5 МэВ. Вследствие гистерезиса при магнитных циклах в элементах накопителя воспроизводимость энергии ВЭПП-4М не превышает 0.2 МэВ.

¹ Слово «заход» (в англоязычной терминологии «gun») в физике высоких энергий может обозначать либо промежуток времени набора интеграла светимости и соответствующий файл на накопителе системы сбора данных детектора, либо промежуток времени работы ускорителя, посвящённый, например, калибровке энергии.

Как правило, при неизменной энергии уставки стабильность энергии пучков в области J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов на уровне 0.1 МэВ, если не происходит существенных вариаций других параметров ускорителя. В таких случаях величины резких изменений энергии могут достигать 2 МэВ.

Требование к точности определения энергии сталкивающихся электрон-позитронных пучков не позволяет использовать энергию уставки в исследованиях, в которых важно прецизионное знание формы наблюдаемых узких резонансов. Данная проблема была решена на ВЭПП-4М реализацией точных измерение энергии пучков методом резонансной деполяризации (МРД) [110–112] и методом обратного комптоновского рассеяния (ОКР)[113, 114]. На рисунке 2.2 показана схема расположения систем измерения энергии.

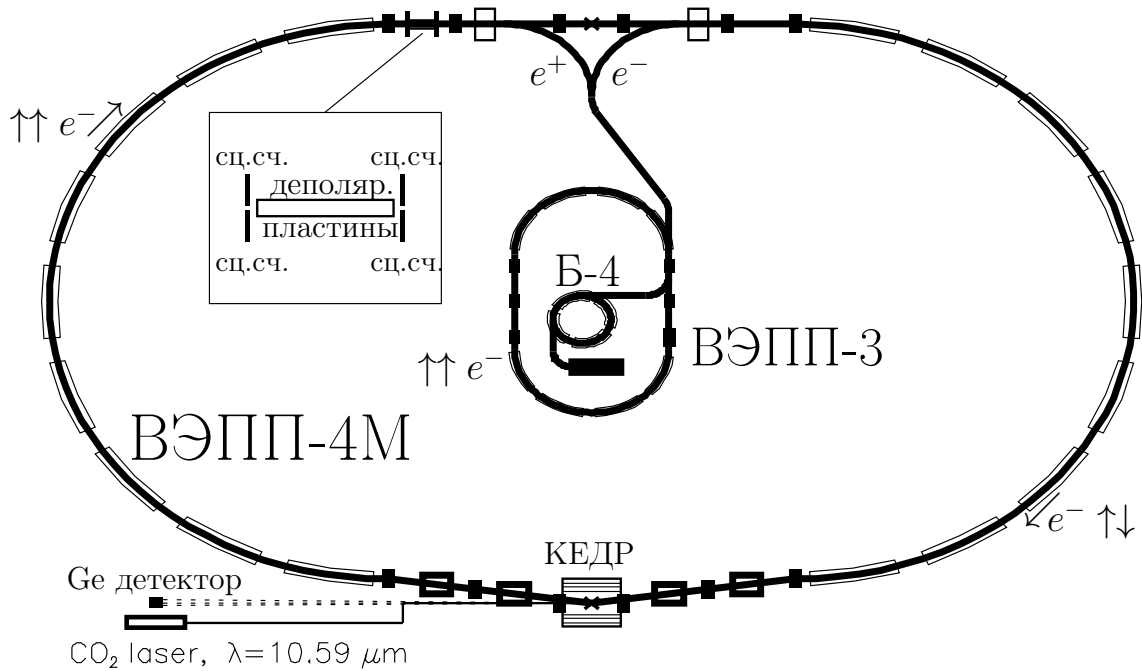


Рис. 2.2. Схема измерения энергии на ВЭПП-4М. На рисунке показано расположение поляриметра, используемого в МРД, и германиевого детектора, применяемого для измерения энергии по ОКР.

2.2.1. Метод резонансной деполяризации

При движении в накопительных кольцах коллайдера электроны и позитроны спонтанно поляризуются вследствие синхротронного излучения, причём вектор поляризации перпендикулярен плоскости орбиты. Данное физическое явление известно как эффект

Соколова-Тернова [115]. Спин поляризованной частицы, двигающейся по орбите, прецессирует с частотой Ω вокруг направления ведущего магнитного поля. В приближении плоской орбиты данная частота связана с частотой обращения пучка ω и энергией частицы E следующим соотношением:

$$\Omega/\omega = 1 + \gamma \cdot \mu'/\mu_0 = 1 + \nu, \quad (2.1)$$

где $\gamma = E/m_e$, m_e — масса электрона, μ' и μ_0 — аномальная и нормальная части магнитного момента электрона, ν — относительная частота прецессии спина.

Частоту прецессии спина можно определить, подвергая пучок воздействию внешнего электромагнитного поля с медленно меняющейся со временем частотой $\Omega_{\text{деп}}$. При выполнении условия

$$\Omega \pm \Omega_{\text{деп}} = \omega \cdot n, \quad (2.2)$$

с любым целым n происходит деполяризация пучка. Определив частоту $\Omega_{\text{деп}}$ в момент деполяризации, можно вычислить частоту прецессии спина и, соответственно, выполнить абсолютную калибровку энергии накопителя. Данный метод определения энергии называется методом резонансной деполяризации.

Регистрация исчезновения поляризации осуществляется «поляриметром» — прибором, показания которого зависят от наличия поляризации пучка. На ВЭПП-4М поляриметр измеряет частоту внутрисгусткового рассеяния (Тушек-эффект) [116–118], которая напрямую связана со степенью поляризации пучка.

Деполяризатор и поляриметр находятся в техническом промежутке ВЭПП-4М, схема расположения показана на рисунках 2.1 и 2.2. Две пары подвижных сцинтилляционных счётчиков, размещённые в карманах вакуумной камеры накопителя, составляют поляриметр, регистрирующий частицы, покидающие пучок в результате внутрисгусткового рассеяния.

Калибровка энергии осуществляется при наличии двух сгустков в кольце накопителя, один из которых поляризован, а другой — нет. Величина $\delta = 1 - f_1/f_2$, где f_1 и f_2 — скорости счёта для поляризованного и неполяризованного сгустков соответственно, возрастает скачком в момент деполяризации. При токе пучка $2 \div 4$ мА, характерная скорость счёта тушековских частиц $50 \div 100$ кГц. Измерения энергии производится в процессе сканирования по частоте деполяризатора с шагом 2 Гц с помощью управляемого синтезатора, имеющего собственную ширину линии около 1 Гц. Изменения частоты происходит со скоростью 0.2 Гц/сек.

Так как при завышенной мощности деполяризатора возможна деполяризация на боковой полосе, связанной с пульсациями ведущего поля, приводящим к ошибке в энергии

кратной примерно 25 кэВ, то контролируемые условия для деполяризации на главном спиновом резонансе при минимальном уровне мощности деполяризатора создаются за счёт искусственного уширения до полосы 4 Гц.

При степени поляризации пучка больше $70 \div 80\%$ характерный скачок в относительной скорости счёта рассеянных электронов в момент резонансной деполяризации на энергии $\psi(2S)$ -резонанса составляет примерно 2%. При этом статистическая достоверность выше десяти стандартных отклонений.

Типичный скачок в процессе деполяризации отношения скоростей счёта показан на рисунке 2.3. Различие во временах жизни сгустков из-за зависимости сечения внутрисгусткового рассеяния от поляризации отражается в линейном поведении отношения скоростей счёта перед деполяризацией.

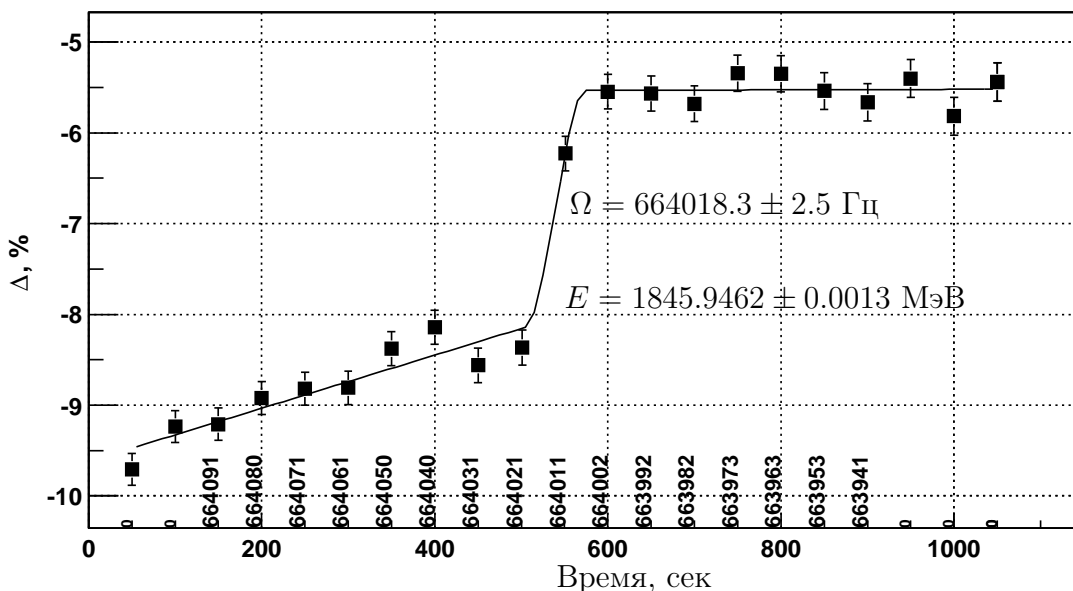


Рис. 2.3. Отношение скоростей счёта для поляризованного и неполяризованного пучков при проведении калибровки с помощью МРД.

Следует отметить, что точность определения энергии методом резонансной деполяризации не ограничивается энергетическим разбросом пучка. Поскольку процесс вынужденной деполяризации происходит медленно по сравнению с периодом синхротронных колебаний энергии частицы, то становится возможным прецизионное измерение средней частоты прецессии спина и, соответственно, средней энергии частиц $\langle E \rangle$. При этом усреднение происходит как по частицам пучка, так и по времени оборота пучков в накопительном кольце. Систематическая неопределённость однократного измерения энергии МРД в основном определяется шириной полосы деполяризатора (около 4 Гц) и составля-

ет $1 \div 2$ кэВ. Величина приведённой ошибки соответствует точности определения энергии накопителя непосредственно в момент проведения калибровки, однако при проведении эксперимента необходимо знать энергию при наборе статистики. Для решения данной проблемы проводят несколько калибровок энергии при заданной энергии уставки, что позволяет определять энергию пучка интерполяцией данных МРД с учётом изменения параметров ускорителя, таких как поле поворотных магнитов, измеренное методом ЯМР, температура магнитов и т.д. Характерная точность определения энергии при интерполяции составляет $10 \div 20$ кэВ [112].

Регулярная калибровка энергии с помощью МРД проводилась в каждой энергетической точке набора статистики при сканировании узких резонансов. В остальных точках проведённых сканирований определение энергии основано, главным образом, на данных, полученных методом обратного комптоновского рассеяния, описанном в следующем разделе настоящей главы.

2.2.2. Измерение энергии методом ОКР

При комптоновском рассеянии максимальная энергия фотонов задаётся равенством

$$\omega_{max} = \frac{\varepsilon^2}{(\varepsilon + m^2/4\omega_0)}. \quad (2.3)$$

Резкий край энергетического спектра формируется фотонами с максимальной энергией ω_{max} , рассеянными в узкий конус, направленный в противоположную движению пучка сторону («обратное рассеяние»).

Энергию электрона можно определить, измеряя край спектра зарегистрированных фотонов, исходя из соотношения

$$\varepsilon = \frac{\omega_{max}}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{m^2}{\omega_0 \omega_{max}}} \right). \quad (2.4)$$

Основное преимущество метода обратного комптоновского рассеяния (ОКР) по сравнению с МРД является возможность вести непрерывное измерение энергии в течение набора статистики. Для выполнения калибровки ускорителя методом ОКР не требуется поляризация пучков, которая отсутствует на накопителе в окрестности спиновых резонансов. Вместе с определением энергии методом ОКР можно измерять с точностью около 10% энергетический разброс пучка. Впервые метод ОКР был реализован на источниках синхротронного излучения BESSY-I и BESSY-II [113].

На ВЭПП-4М измерение энергии пучка методом ОКР проводилось с 2004 по 2011 гг. Установка состояла из одночастотного углекислотного лазера с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм

и детектора фотонов из высокочистого германия объёмом 120 мл, охлажденного до температуры жидкого азота, с энергетическим разрешением 0.04% при энергии ~ 5 МэВ. Энергия фотонов, испускаемых лазером, составляла $\hbar\omega_0 = 0.117$ эВ. Калибровка германиевого детектора осуществлялась радиоактивными источниками: ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{24}Na . Соответствующие энергии калибровочных пиков расположены в интервале от 0.6 МэВ до 2.7 МэВ и известны с точностью $< 4 \cdot 10^{-6}$.

Общая схема установки ОКР на ВЭПП-4М показана на рисунке 2.7. Излучение лазера мощностью от 25 до 50 Вт формируется системой зеркал и линз и вводится в вакуумную камеру ВЭПП-4М через входное окно, изготовленное из кристалла ZnSe. Стабильность энергии фотонов, испускаемых лазером, на уровне $\Delta\omega_0/\omega_0 \simeq 10^{-8}$. Фотоны, рассеянные назад, регистрируются германиевым детектором. При работе ускорительного комплекса ВЭПП-4М на энергии 3.0-4.0 ГэВ в центре масс край комптоновского спектра расположен в диапазоне 3-7 МэВ. Скорость счета комптоновских фотонов в течение экспериментов на ВЭПП-4М была в среднем на уровне 10 кГц, а загрузка от калибровочных изотопов около 1 кГц. Пример спектра фотонов, набранных во время измерения энергии, представлен на рисунке 2.4.

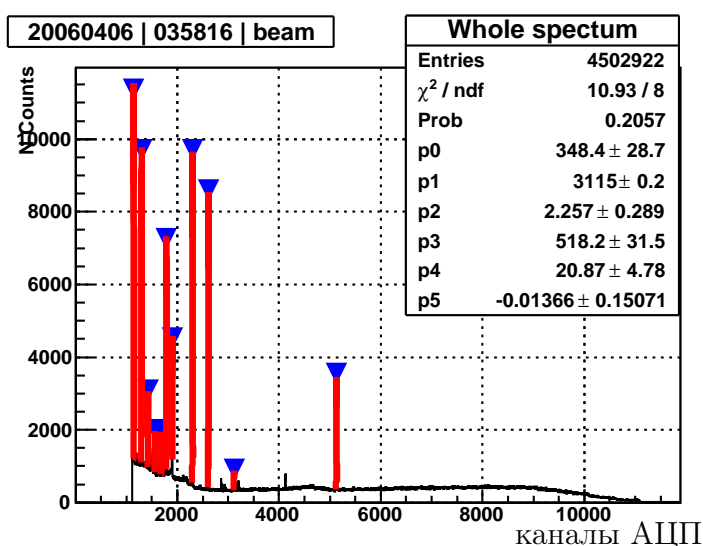


Рис. 2.4. Экспериментальный спектр ОКР, линии соответствуют калибровочным изотопам.

Одновременный набор спектра калибровочных пиков изотопов необходим для установки реперов энергетической шкалы, что позволяет точно определить положение края спектра комптоновских фотонов и его ширину (рисунок 2.5).

Статистическая точность калибровки методом ОКР достигает 100 кэВ за время от получаса до часа, что зависит от энергии и токов пучков при рабочем режиме работы

ускорителя. Систематическая неопределённость метода ОКР, полученная сравнением с результатами МРД, составляет 60 – 70 кэВ.

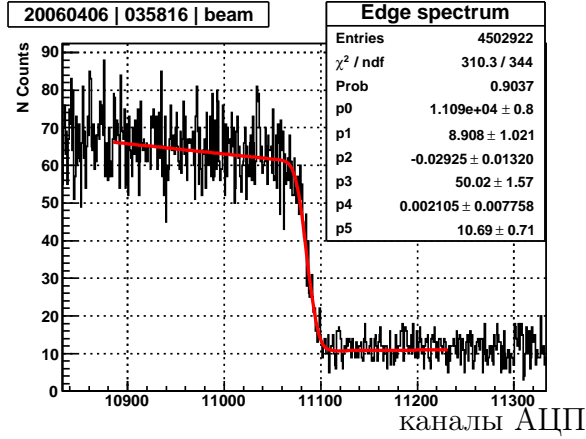


Рис. 2.5. Фрагмент края спектра вблизи ω_{max} .

2.3. Детектор КЕДР

КЕДР [119–121] — детектор с продольным магнитным полем, созданный в Институте Ядерной Физики им. Г.И.Будкера СО РАН для проведения экспериментов на e^+e^- - коллайдере ВЭПП-4М.

Детектор состоит из координатной системы, время-пролётной системы на основе сцинтилляционных счётчиков, электромагнитного калориметра, системы пороговых аэрогелевых счётчиков и мюонной системы на основе стриммерных трубок. В координатную систему входят вершинный детектор и дрейфовая камера. Электромагнитный калориметр состоит из цилиндрического калориметра на основе жидкого криптона и торцевого калориметра на основе кристаллов CsI. Первый слой цилиндрического электромагнитного калориметра имеет структуру электродов, состоящую из чередующихся продольных и поперечных полосок, также входящих в координатную систему детектора.

Продольное магнитное поле, необходимое для определения знака заряда и импульса заряженных частиц, создаёт сверхпроводящий соленоид. В настоящее время рабочая величина поля составляет 0.6 Тл. Для исследования двухфотонных процессов в состав КЕДРа входят симметричные системы регистрации рассеянных электронов и позитронов, которые регистрируют частицы в диапазоне углов 0-0.01 радиан с энергиями от 45% до 98% от энергии пучка. Расположение систем детектора и схема «плеча» регистрации рассеянных электронов показаны на рисунках 2.6 и 2.7.

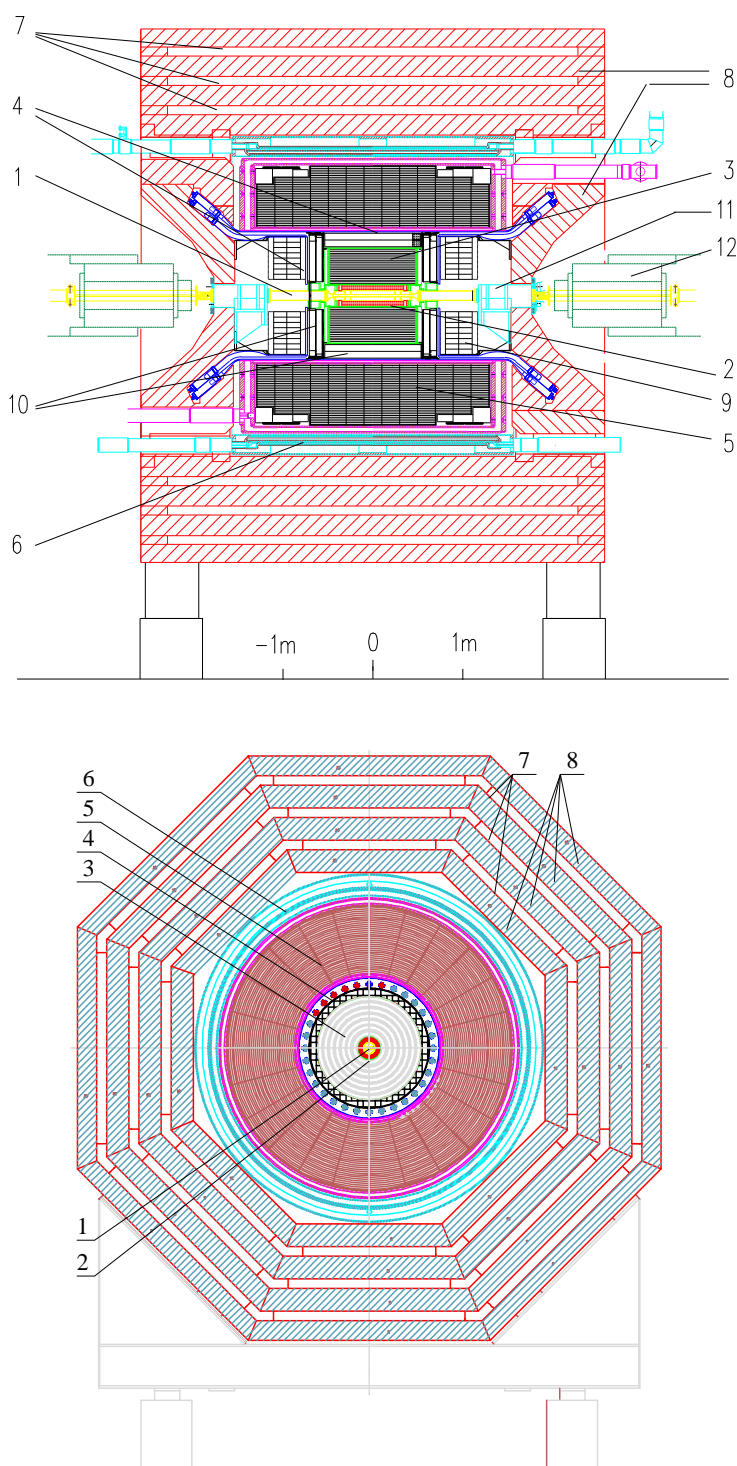


Рис. 2.6. Схема детектора КЕДР, продольный и поперечный разрезы. Числами обозначены: 1 – вакуумная камера, 2 – вершинный детектор, 3 – дрейфовая камера, 4 – время-пролётная система, 5 – цилиндрический LKr-калориметр, 6 – обмотка магнита, 7 – мюонная система, 8 – ярмо магнита, 9 – торцевой CsI-калориметр, 10 – аэрогелевые черенковские счётчики.

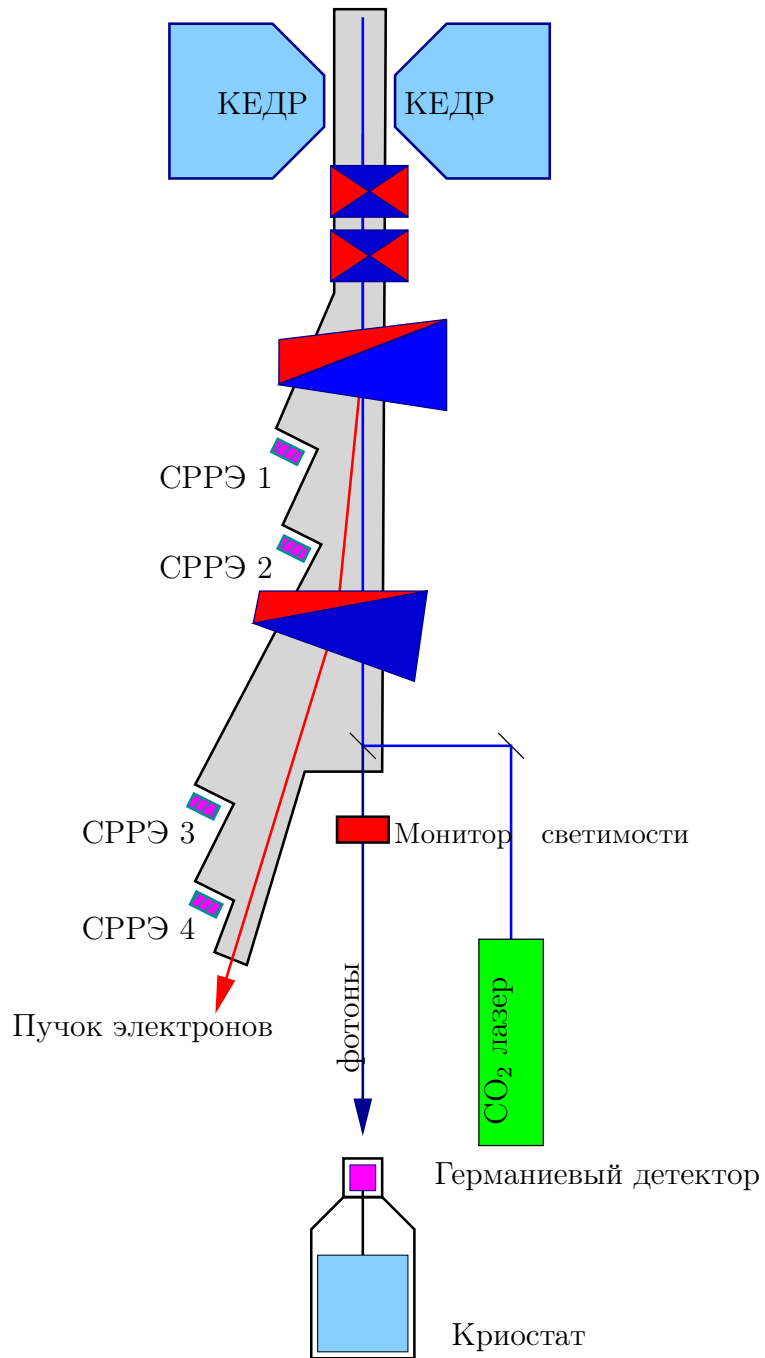


Рис. 2.7. Схема расположения модулей (РССЭ 1-4) системы рассеянных электронов и установки по измерению энергии методом ОКР.

Набор статистики в эксперименте по измерению R проводился как до ремонта детектора КЕДР, выполненного в течение 2011-2014 гг., так и после него. Ниже перечислены основные характеристики систем детектора, а также ряд существенных изменений, внесённых в конструкцию его подсистем за время ремонта и сопутствующей ему модернизации.

- Вершинный детектор (ВД) [122]. ВД состоит из 312 цилиндрических дрейфовых трубок длиной 670 мм и диаметром 10 мм, установленных в 6 концентрических слоях вокруг вакуумной камеры. Дрейфовая трубка состоит из цилиндрического катода, изготовленного из однослойного алюминизированного лавсана толщиной 20 мкм, и центральной анодной проволоочки диаметром 28 мкм из позолоченного вольфрамового сплава. Трубки заполнены смесью $\text{Ar}/\text{CO}_2(70/30)$ и работают в пропорциональном режиме с коэффициентом газового усиления 10^5 . Измерение времени дрейфа ионизации к аноду позволяет определить расстояние от трека заряженной частицы до центра трубки. Среднее по трубке пространственное разрешение ВД составляет 220 мкм. До приостановки эксперимента в 2011 г. трубки были сгруппированы таким образом, что сигналы от частицы, проходящей через все 6 слоёв ВД, в основном попадали в один блок предусилителей. При имеющейся ёмкостной наводке с одного канала электроники на другой такая схема подсоединения могла приводить к искажению параметров восстанавливаемой траектории частицы. В течение модернизации детектора схема расположения предусилителей была изменена, что позволило устранить взаимное влияние сигналов, источником которых явилась одна заряженная частица. Кроме того, для подавления ёмкостных связей между каналами предусилители ВД были оснащены дополнительными экранами из медной фольги.
- Дрейфовая камера (ДК) [123, 124]. ДК детектора имеет цилиндрическую форму и состоит из 7 слоёв ячеек струйного типа. В четырёх аксиальных слоях проволоочки параллельны оси пучков, а в трёх стереослоях имеют угол наклона к оси пучков 0.1 рад. Наличие стереослоёв позволяет определять продольную координату вдоль оси пучков. Достигнутое пространственное разрешение ДК в аксиальных слоях составляет, 100 мкм в стерео слоях $\lesssim 200$ мкм. За время ремонта детектора в течение 2011-2014 гг. были устранены обрывы проволоочек дрейфовой камеры детектора, что в три раза увеличило количество работающих каналов ДК по сравнению с состоянием до ремонта.
- Аэрогелевые черенковские счётчики [125]. Пороговые черенковские счётчики детектора КЕДР изготовлены на основе аэрогеля с показателем преломления 1.05 в качестве радиатора излучения. Сбор черенковского света происходит на пластины на основе оргстекла с добавкой ВВQ, в которых переизлученный свет захватывается в режим полного внутреннего отражения и транспортируется до фотоумножителя. Для регистрации света используются ФЭУ с микроканальными пластинами. Два слоя системы аэрогелевых счётчиков спроектированы для разделения π - и K -

мезонов в диапазоне импульсов от 600 до 1500 МэВ/с. До момента приостановки эксперимента в 2011 году был установлен только один слой аэрогелевых счётчиков, модернизация детектора позволила поставить второй слой и усовершенствовать крепления ФЭУ для более надёжной работы в магнитном поле.

- Время-пролётные сцинтилляционные счётчики [126]. Время-пролётная система детектора КЕДР состоит из 32 продольных и 64 торцевых сцинтилляционных счётчиков и покрывает 95% полного телесного угла. на системе достигнуто разрешение по времени пролёта для продольных счётчиков 360 пкс, для торцевых — 300 пкс.

В течение ремонта время-пролётные сцинтилляционные счётчики были оснащены дополнительными экранами, предназначенными для подавления уменьшения амплитуды сигнала фотоумножителей в магнитном поле.

- Цилиндрический электромагнитный калориметр [127]. Калориметр представляет собой набор цилиндрических ионизационных камер с жидким криптоном в качестве рабочего вещества. Внутренний радиус калориметра 75 см, толщина 68 см или 14.8 радиационных длин. Масса жидкого криптона составляет 27 тонн. Электроды ионизационных камер изготовлены из фольгированного стеклотекстолита толщиной 0.5 мм. Зазор анод-катод в камерах равен 19.5 мм, рабочее напряжение — 1 кВ. Высоковольтные электроды ионизационных камер калориметра разбиты на прямоугольники, соединенные между собой по радиусу так, что образуют ячейки ("башни") калориметра, ориентированные на место встречи. По радиусу башни делятся на три слоя с независимым съёмом сигнала. Электроды первого башенного слоя находятся под потенциалом земли и разбиты на полоски для измерения координат. Общее число каналов регистрирующей электроники калориметра равно 9600, из них 4608 каналов предназначены для измерения энергии и 4992— для измерения координат. Энергетическое разрешение на событиях электрон-позитронного рассеяния и составило 3.4% (пересчёт ширины на полувысоте). Пространственное разрешение LКг для мюонов в реальных условиях эксперимента составляет 1.2 мм.

За время останковки эксперимента в связи с ремонтом была проведена очистка криптона цилиндрического электромагнитного калориметра от примесей, что увеличило амплитуду сигнала от минимально ионизирующей частицы вдвое.

- Торцевой электромагнитный калориметр на основе кристаллов CsI [128]. Торцевой калориметр детектора КЕДР изготовлен на основе кристаллов CsI(Na). Толщина калориметра составляет 300 мм или 16.2 радиационных длин. Он охватывает область полярного угла от 6° до 38°, что соответствует $0.21 \times 4\pi$ телесного угла. Калориметр

включает 1232 кристалла, из них 1184 кристалла имеют размеры $60 \times 60 \times 150 \text{ мм}^3$, и 48 кристаллов имеют размеры $60 \times 60 \times 300 \text{ мм}^3$. Сцинтилляционный свет регистрируется при помощи вакуумных фототриодов, снабжённых зарядо-чувствительными предусилителями. Энергетическое разрешение калориметра, измеренное на событиях электрон-позитронного рассеяния, приближается к 4%.

Ремонт системы в основном был связан с заменой вышедших из строя фототриодов. Также была сделана новая систем креплений частей торцевого электромагнитного калориметра, что значительно уменьшило зазоры между частями системы.

- Мюонная система [129]. Система состоит из стриммерных трубок диаметром 40 мм, объединённых в двухрядные блоки. Блоки расположены внутри магнитного яра детектора в три слоя по радиусу, и, в соответствии с восьмигранной формой яра, сгруппированы в октанты. Получено пространственное разрешение по продольной координате в среднем по системе около 4 см. Эффективность регистрации трека в одном слое системы около 98%.

В 2013 году система была оснащена дополнительными блоками, установленными на торцевые частях детектора, что позволяет более надёжно выделять события, связанные с космическими частицами.

- Система регистрации рассеянных электронов [130]. СРРЭ предназначена для изучения процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$. Измерение энергии электронов и позитронов позволяет восстанавливать инвариантную массу рождённой системы X . Энергия рассеянных частиц определяется по отклонению от равновесной орбиты пучка в поперечных полях магнитной структуры коллайдера ВЭПП-4М.

СРРЭ детектора КЕДР состоит из e^- - и e^+ -подсистем, имеющих по четыре блока регистрации, расположенных по обе стороны от места встречи на расстоянии от 4 до 16 метров. Каждый блок содержит шесть двойных плоскостей из дрейфовых трубок диаметром 6 мм, которые используются для регистрации рассеянных электронов и позитронов в определённом интервале энергии.

- Монитор светимости. Для оперативного измерения светимости в эксперименте КЕДР используется монитор светимости, регистрирующий события однократного тормозного излучения (ОТИ). Система включает в себя два электромагнитных сэндвич-калориметра, помещённых в направлениях вылета тормозных гамма-квантов от электронного и позитронного пучков в ускорителе. Каждый калориметр состоит из чередующихся пластин сцинтилляционной пластмасса и свинца. Полная толщина

калориметра составляет 18 радиационных длин. Абсолютная точность измерения светимости не высока и составляет $5\% \div 20\%$ в случае протяжённого (несколько месяцев) эксперимента. Основные причины столь большой систематической неточности связаны с нестабильностью коэффициентов усиления используемых ФЭУ при изменении загрузки системы, нерегулярной калибровкой системы в реальных условиях эксперимента, а также влиянием положения пучка на измеренную светимость. В большинстве экспериментов с детектором КЕДР информация монитора светимости используется только при непрерывном контроле в течение набора экспериментальных данных. Однако, при проведении непродолжительного эксперимента по измерению параметров J/ψ -резонанса в 2005 году удалось добиться хорошей стабильной работы системы, что позволило получить результаты, часть которых представлена в настоящем анализе, опираясь на измерения монитора светимости.

- Сверхпроводящая магнитная система детектора [131]. Система состоит из центрального соленоида, двух компенсирующих соленоидов и железного ярма. В экспериментах, обсуждаемых в настоящей работе, величина магнитного поля составляла 0.6 Тл, кроме сканирования J/ψ -резонанса, в течение которого величина магнитного поля была равна 0.65 Тл.
- Система сбора данных (ССД). Аналоговые сигналы подсистем детектора собираются системой сбора данных, которая контролирует процесс считывания и осуществляет запись информации с детектора на диски ЭВМ. Контроль за набором статистики выполняется триггером, встроенным в систему сбора данных, и программой считывания событий, связанных с ЭВМ блоками обмена в стандарте КАМАК [132]. Система сбора данных основана на разработанных в ИЯФ спецкрейтах стандарта КЛЮКВА [133]. В спецкрейте могут быть размещены 16 информационных плат (ИП), предназначенных для оцифровки поступающей информации, и служебные платы-интерфейс вторичного триггера (ИВТ), размножитель служебных каналов (РСС) и процессор вывода (ПВ), имеющий два буфера данных объёмом 2 кБ.

Управление системой, состоящей из 84 спецкрейтов, осуществляется центральными синхронизирующими устройствами (ЦСУ), сигналы от которых поступают во все платы крейтов КЛЮКВА через РСС. ЦСУ обеспечивают синхронизацию работы информационных плат и двух распределённых буферов событий. Данные 10 КАМАК контроллеров параллельно и асинхронно считываются из ПВ в три ЭВМ, связанных сетью.

- Триггер [134]. Триггер – система аппаратного отбора событий детектора КЕДР имеет двухуровневую структуру, состоящую из первичного триггера (ПТ) и вторичного триггера (ВТ). В первичном триггере используются сигналы систем сцинтилляционных счётчиков, барельного и торцевого калориметров и системы регистрации рассеянных электронов. Во вторичном триггере в дополнение к перечисленным системам используются дрейфовая камера, вершинный детектор и мюонная система. По сигналам (ПТ) или данным (ВТ) детектора формируются так называемые «аргументы» триггера. На данном событии каждый аргумент принимает значение «истина» или «ложь» в зависимости от того, выполнено или нет соответствующее ему условие. Реализованы около 20 аргументов ПТ (16 из них могут использоваться одновременно) и свыше 30 аргументов ВТ. Примерами аргументов являются: **CsI1** и **CsI2** – признаки срабатывания торцов CsI-калориметра, **SC2** – признак срабатывания двух сцинтилляционных счётчиков, **DC12** – признак срабатывания двух не соседних ячеек в первом слое ДК, **ST12** – срабатывание более двух несмежных башен с низкими порогами (**ST22** – то же с высоким порогом).

Решение триггера формируется набором блоков, называемых масками (16 в ПТ и до 48 в ВТ). В маску загружается позиционный код требуемых в событии аргументов. При наличии всех заданных аргументов маска выдаёт сигнал положительного решения. Условие срабатывания триггера представляет собой логическое ИЛИ всех масок. При срабатывании ПТ запускается ВТ и оцифровка данных, при положительном решении ВТ событие считывается из информационных плат в процессор вывода КЛЮКВы, а затем – в ЭВМ. При отрицательном решении ВТ оцифровка прерывается и событие сбрасывается.

Решение ПТ принимается через 450 нс с момента прихода первых сигналов в триггер, что меньше времени между столкновениями пучков в накопителе (600 нс). Решение ВТ вырабатывается через $\tau_{\text{ВТ}} \simeq 18$ мкс. Пропускная способность ССД $f_{\text{ССД}} \simeq 200$ Гц при среднем размере события 3.5 кБ. При частоте ВТ в $1.5 \div 2$ раза меньше пропускной способности число просчётов ССД составляет примерно $f_{\text{ПТ}} \tau_{\text{ВТ}} + f_{\text{ВТ}} \tau_{\text{буф}}$, где $f_{\text{ПТ}}$, $f_{\text{ВТ}}$ – частоты запуска ПТ и ВТ, $\tau_{\text{ВТ}}$ – время решения ВТ, $\tau \simeq 700$ нс – время считывания события в буфер.

Характерные загрузки ПТ и ВТ в течение описываемого эксперимента на фоновых событиях составляли 3 кГц и 50 Гц. Это соответствует числу просчётов около 9%.

Кроме перечисленных выше характеристик детектора, следует отметить, что за время остановки был увеличен примерно в два раза размер вакуумной камеры в области места встречи для уменьшения возможного ускорительного фона.

2.4. Эксперименты с детектором КЕДР

В течение сезона 2001-2002 на детекторе КЕДР был проведён эксперимент по точному измерению масс J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов [135], впоследствии прецизионное определение масс J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов было проведено в 2015 году на всей доступной к тому времени статистике [136].

После модернизации и ремонта детектора в 2004 году были выполнены: набор статистики для измерения параметров $\psi(2S)$ - и $\psi(3770)$ -резонансов [50, 137, 138], определения масс D^\pm -, D^0 -мезонов [139] и изучения распадов J/ψ [140, 141]. Начиная с весны 2005 года, на протяжении двух лет проводился эксперимент по измерению массы τ -лептона [142, 143]. Кроме того, весной 2006 года было проведено повторное сканирование $\psi(3770)$ -мезона.

С 2007 по 2009 годы была набрана статистика в области J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов с целью исследования эксклюзивных мод распадов [144, 145] и проведено сканирование от 1.85 до 3.1 ГэВ, направленное на поиск узких резонансов [146].

В 2010 году была начата серия экспериментов по измерению R , первое сканирование R было проведено в области от 1.84 до 3.05 ГэВ [147]. Набор статистики в эксперименте по R выше рождения J/ψ -мезона и до энергии 3.72 ГэВ [148] был выполнен в 2011 году после летнего перерыва и набора статистики в области $\psi(2S)$ -резонанса. Данный эксперимент стал завершающим перед остановкой на ремонт и модернизацией детектора в 2011-2014 гг.

Эксперимент по определению R продолжился в конце 2014 года [149], когда было проведено повторно сканирование в области энергии от 3.08 до 3.72 ГэВ. Таким образом, эксперимент с детектором КЕДР по измерению R охватывает диапазон энергии от порога рождения нуклонов до порога рождения $D\bar{D}$ -пар. Наличие значительных интервалов во времени между наборами статистики увеличило время анализа данных, но при этом гарантировало существенное отличие условий набора, что играет положительную роль при оценке систематических неопределённостей результатов.

Информация о наборе статистики с детектором КЕДР в 2001-2015 гг. на ВЭПП-4М представлена в таблице 2.3. Кроме анализа эксперимента по измерению R в настоящей работе проведено обсуждение данных экспериментов по измерению параметров J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, выполненных в 2004-2006 гг.

Таблица 2.3. Набор статистики с детектором КЕДР в 2002-2015 гг. Комментарии к данным, используемым в настоящей работе, выделены жирным шрифтом.

Область набора по энергии	Период времени	Интегральная светимость $\int Ldt$, пкбн ⁻¹
Сканирование J/ψ , $\psi(2S)$	06/02/02-18/05/02	0.1
Сканирование $\psi(2S)$, $\psi(3770)$	09/02/04-20/06/04	0.7
Набор в пике $\psi(3770)$	30/10/04-02/01/05	0.9
Набор в пике $\psi(2S)$	03/01/05-15/03/05	0.7
Набор на пороге рождения τ	16/03/05-08/04/05	0.6
Сканирование J/ψ	09/04/05-25/04/05	0.23
Набор на пороге рождения τ	26/04/05-25/04/06	5.2
Сканирование $\psi(2S)$, $\psi(3770)$	18/04/06-25/05/06	1.7
Набор в пике $\psi(2S)$	26/05/06-01/06/06	0.6
Сканирование $\psi(2S)$, $\psi(3770)$	02/06/06-15/06/06	0.5
Набор на пороге рождения τ	07/10/06-01/02/07	5.9
Набор в $\psi(2S)$	11/10/07-17/12/07	2.2
Набор в J/ψ	18/12/07-27/01/09	2.3
Поиск узких резонансов	27/01/09-02/04/09	0.35
Р ниже J/ψ, 1.84-3.05 ГэВ	18/01/10-24/05/10	0.66
Набор в $\psi(2S)$	29/05/10-11/01/11	2.4
Р выше J/ψ, 3.12-3.72 ГэВ	14/01/11-20/02/11	1.4
Ремонт и модернизация детектора 2011-2014 гг.		
Набор в J/ψ	09/05/14-20/05/14	0.1
Р 3.08-3.72 ГэВ	17/10/14-08/01/15	1.3

Глава 3

Измерение величины R в диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ

В настоящей части диссертационной работы изложен анализ данных эксперимента по определению величины R в области энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ [147–149]. Несмотря на то, что работа была выполнена в течение нескольких разнесённых по времени этапов, а набор интеграла светимости осуществлялся в разных диапазонах энергии, целесообразно привести совместное описание проведённого анализа. Причина для такого подхода не только в том, чтобы избежать повторов в тексте, поскольку обработка данных, полученных в разных диапазонах энергии во многом совпадает, сколько в том, чтобы как раз подчеркнуть имеющиеся отличия, сохранив целостность описания процедуры определения искомой величины.

В тексте настоящей диссертационной работы под словом «эксперимент» подразумевается как каждый отдельный этап набора статистики, так и весь комплекс работ, связанный с накоплением и обработкой данных, что в большинстве случаев очевидно из контекста.

3.1. Схема проведения эксперимента

При работе ВЭПП-4М в 2010 году и в 2011 году сканирование R начиналось с набора интеграла светимости в точке с максимальной энергией, затем ВЭПП-4М перестраивался на более низкую энергию. В сезоне 2014-2015 гг. сценарий набора статистики изменился, перестройка накопительного комплекса происходила с повышением энергии уставки, и первой в сканировании являлась точка с наименьшей энергией. Энергия в центре масс для точек сканирований R и светимость приведены в таблицах 3.1 и 3.2. Здесь и далее используется сквозная нумерация точек сканирований, соответствующая возрастанию энергии, поэтому не всегда соблюдается порядок точек в таблице для энергий выше J/ψ . Для точек, расположенных в области энергий, где существенный вклад в наблюдаемое сечение связан с узкими резонансами, указана величина данного вклада. Интеграл светимости, набранный вблизи J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, составил около 0.4 пкбн^{-1} для сканирования R , проведённого в 2011 г., и 0.34 пкбн^{-1} в эксперименте, выполненном в 2014-2015 гг.

В течение эксперимента 2011 г. в точках сканирования R калибровка энергии накопителя осуществлялась методом ОКР. Из-за неисправности лазера при сканировании R ниже J/ψ в 2010 г. калибровка была сделана лишь несколько раз, что снизило точность определения энергии в пучке до 1 МэВ. Соответствующая оценка неопределённости энергии в системе центра масс для всех точек данного сканирования равна 2 МэВ. После ремонта детектора калибровка энергии проводилась по МРД в каждой точке сканирования до и после набора интеграла светимости, метод ОКР не использовался по причине выхода из строя лазера.

Таблица 3.1. Энергия в центре масс \sqrt{s} и интеграл светимости $\int \mathcal{L} dt$ для точек сканирования R в эксперименте 2010 г.

Точка	\sqrt{s} , МэВ	$\int \mathcal{L} dt$, нбн ⁻¹
1	1841.0 ± 2	$10.32 \pm 0.19 \pm 0.12$
2	1937.0 ± 2	$29.13 \pm 0.34 \pm 0.35$
3	2037.3 ± 2	$43.16 \pm 0.44 \pm 0.52$
4	2135.7 ± 2	$43.29 \pm 0.46 \pm 0.52$
5	2239.2 ± 2	$46.40 \pm 0.49 \pm 0.56$
6	2339.5 ± 2	$54.55 \pm 0.56 \pm 0.65$
7	2444.1 ± 2	$52.80 \pm 0.57 \pm 0.63$
8	2542.6 ± 2	$52.13 \pm 0.59 \pm 0.63$
9	2644.8 ± 2	$55.43 \pm 0.64 \pm 0.67$
10	2744.6 ± 2	$66.80 \pm 0.72 \pm 0.80$
11	2849.7 ± 2	$69.14 \pm 0.77 \pm 0.83$
12	2948.9 ± 2	$75.87 \pm 0.83 \pm 0.91$
13	3048.1 ± 2	$60.08 \pm 0.76 \pm 0.72$

Метод резонансной деполяризации использовался в эксперименте по измерению R в основном при работе ускорителя на энергии в центре масс выше J/ψ -резонанса. Калибровка энергии накопителя проводилась, как правило, в начале и в конце набора заданной точки сканирования R. Для заходов, в которых производилась калибровка энергии, пучок находился примерно около одного часа в накопителе ВЭПП-3, что достаточно для спонтанной поляризации, после чего инжектировался в ВЭПП-4М без существенной потери степени поляризации.

При сканировании области узких резонансов калибровка энергии накопителя МРД проводилась согласно последовательности, указанной в таблице 3.3, с чередованием подъёма и спуска по частоте поляризатора. Минимальное число требуемых точек набора в области резонанса было равно пяти, но в процессе набора вследствие дрейфа энергии накопителя это число могло существенным образом изменяться.

Таблица 3.2. Энергия в центре масс \sqrt{s} , интеграл светимости $\int \mathcal{L} dt$ и относительные вклады в наблюдаемое сечение J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов для точек сканирования R в экспериментах 2011 г. и 2014-2015 гг.

Точка	\sqrt{s} , МэВ	$\int \mathcal{L} dt$, нбн ⁻¹	$\frac{\sigma_{J/\psi}}{\sigma_{\text{obs}}}, \%$	$\frac{\sigma_{\psi(2S)}}{\sigma_{\text{obs}}}, \%$
Сканирование 1, 2011 г.				
15	3119.8 ± 0.2	$64.31 \pm 0.72 \pm 0.71$	59.6	
16	3222.4 ± 0.2	$74.79 \pm 0.80 \pm 0.82$	22.9	
17	3315.2 ± 0.2	$83.25 \pm 0.87 \pm 0.92$	14.8	
18	3418.1 ± 0.2	$95.68 \pm 0.97 \pm 1.05$	10.9	
20	3521.0 ± 0.2	$112.36 \pm 1.08 \pm 1.24$	8.3	
21	3619.7 ± 0.2	$34.72 \pm 0.61 \pm 0.38$	5.6	
22	3720.4 ± 0.2	$55.57 \pm 0.80 \pm 0.61$	3.6	29.7
Сканирование 2, 2011 г.				
15	3120.1 ± 0.2	$54.46 \pm 0.63 \pm 0.60$	58.3	
16	3223.6 ± 0.2	$65.77 \pm 0.88 \pm 0.72$	23.0	
17	3313.9 ± 0.2	$50.93 \pm 0.61 \pm 0.56$	14.9	
18	3418.4 ± 0.2	$66.88 \pm 0.88 \pm 0.74$	10.4	
20	3520.3 ± 0.2	$59.33 \pm 0.67 \pm 0.65$	7.9	
21	3617.6 ± 0.2	$83.35 \pm 0.95 \pm 0.92$	5.6	
22	3718.9 ± 0.2	$103.66 \pm 1.05 \pm 1.14$	3.5	30.5
Сканирование R, 2014-2015 гг.				
14	3076.7 ± 0.2	$103.45 \pm 0.98 \pm 0.93$	-7.24	
15	3119.2 ± 0.2	$77.15 \pm 0.86 \pm 0.69$	59.71	
16	3221.8 ± 0.2	$93.18 \pm 0.98 \pm 0.84$	22.63	
17	3314.7 ± 0.4	$157.69 \pm 1.31 \pm 1.42$	14.83	
18	3418.3 ± 0.8	$150.46 \pm 1.33 \pm 1.35$	10.75	
19	3499.6 ± 1.1	$125.76 \pm 1.23 \pm 1.13$	8.76	
21	3618.1 ± 0.4	$159.97 \pm 1.43 \pm 1.44$	6.80	-0.76
22	3719.6 ± 0.2	$130.90 \pm 1.34 \pm 1.18$	4.05	28.27

Наблюдаемое сечение $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ для сканирований, выполненных совместно с набором интеграла светимости в области узких резонансов, показано на рисунках 3.1 и 3.2. В течение набора статистики в каждой точке сканирования R периодически осуществлялась запись фонового захода на разведённых пучках в ВЭПП-4М, в целом на запись статистики с разведёнными пучками отводилось от 20% до 30% суммарного времени набора одной точки сканирования.

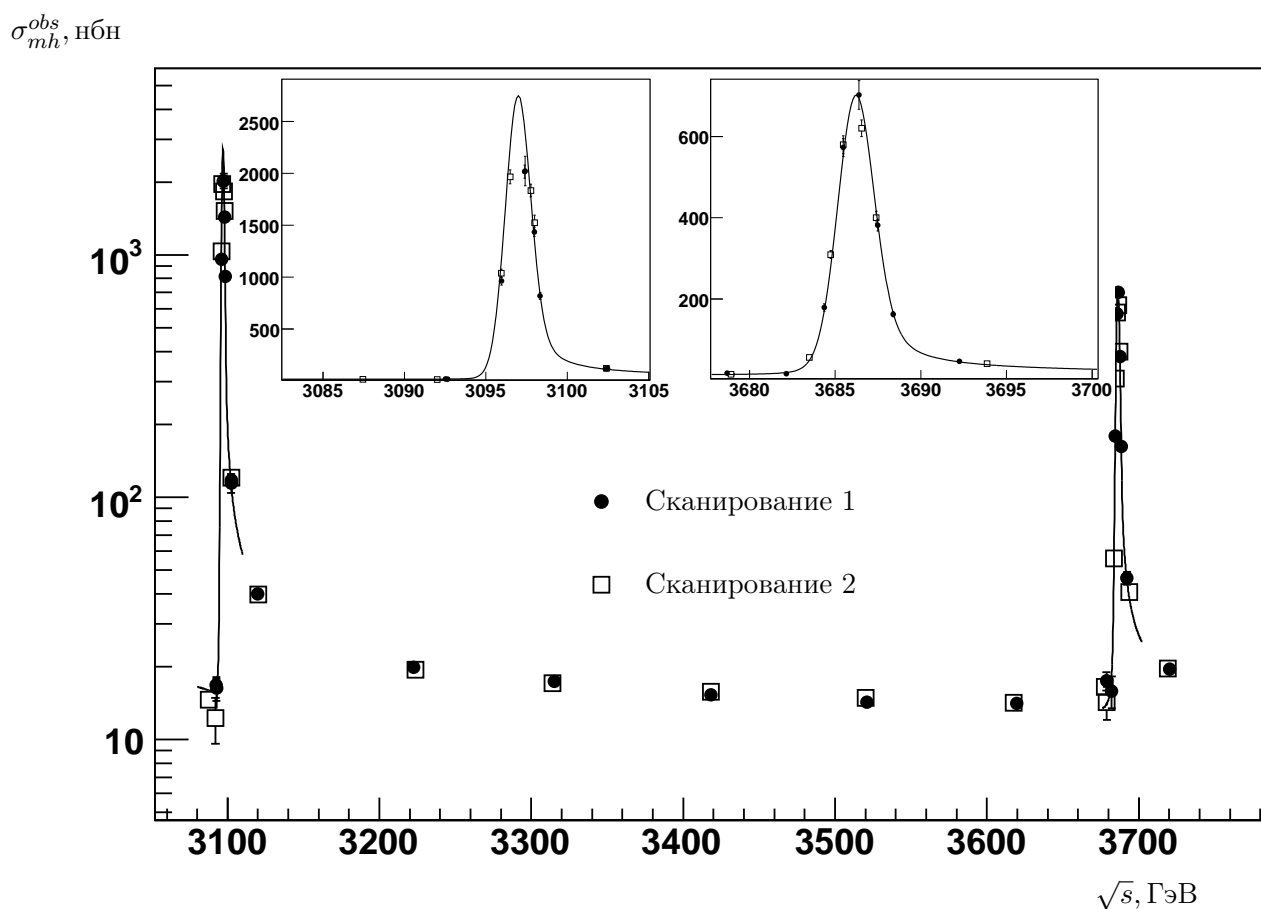


Рис. 3.1. Наблюдаемое адронное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в зависимости от энергии для сканирований, проведённых в эксперименте 2011 г. Кривые — результаты подгонки.

Выбранный сценарий проведения эксперимента, предполагающий прямой учёт вкладов J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов и включающий набор с разведенными пучками накопителя, позволил прецизионно измерить величину R в исследуемом диапазоне энергий, несмотря на скромную величину записанного интеграла светимости.

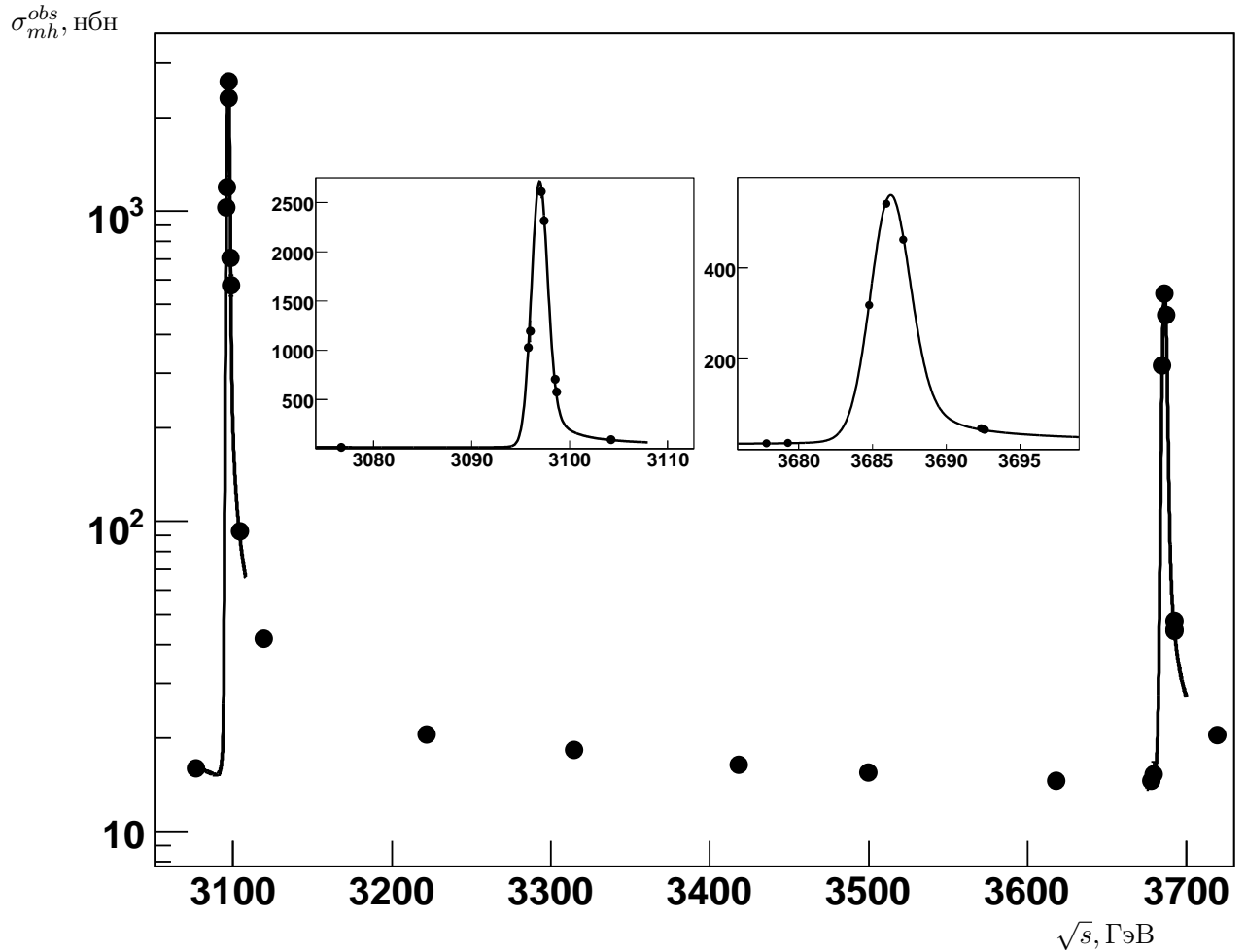


Рис. 3.2. Наблюдаемое адронное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в зависимости от энергии для сканирования, выполненного в эксперименте 2014-2015 гг. Кривая— результат подгонки.

Таблица 3.3. Последовательность работы в точках по энергии вблизи J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов.

Проведение калибровок при сканировании J/ψ .				
1-ая точка		2-ая точка		
переход+калибровка	набор	переход+набор	калибровка	...
Проведение калибровок при сканировании $\psi(2S)$.				
1-ая точка		2-ая точка		
переход+калибр.	набор	переход+калибр.	набор	калибр. ...

3.2. Процедура анализа экспериментальных данных

Наблюдаемое адронное сечение $\sigma_{mh}^{\text{obs}}(s)$ определяется формулой:

$$\sigma_{mh}^{\text{obs}}(s) = \frac{N_{\text{mh}} - N_{\text{res.bg.}}}{\int \mathcal{L} dt}, \quad (3.1)$$

где N_{mh} — число адронных событий, прошедших отбор, $N_{\text{res.bg.}}$ — число событий пучкового фона при выбранных условиях отбора, оценённых в соответствии с методом, описанным разделе 3.6, а $\int \mathcal{L} dt$ интеграл светимости.

Величина R , соответствующая измеренному наблюдаемому значению сечения, вычисляется согласно равенству:

$$R = \frac{\sigma_{mh}^{\text{obs}}(s) - \sum \varepsilon_{\text{bg}}(s) \sigma_{\text{bg}}(s) - \sum \varepsilon_{\psi}(s) \sigma_{\psi}(s)}{\varepsilon(s) (1 + \delta(s)) \sigma_0^{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}(s)}, \quad (3.2)$$

где $\sigma_0^{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-}(s)$ — борновское сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, а $\varepsilon(s)$ — эффективность регистрации событий однофотонной аннигиляции электрон-позитронной пары в адроны. Второе слагаемое в числителе содержит вклады в наблюдаемое сечение процессов рождения лептонных пар l^+l^- , где $l = e, \mu, \tau$, а также процессов двухфотонного рождения. Третье слагаемое включает в себя вклады J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, которые в отличие от работ [14–17], учитываются непосредственно при вычислении сечения, а не как часть радиационной поправки δ .

Эффективности регистрации адронных событий ε и фоновых процессов ε_{bg} находились из моделирования. Эффективности регистрации событий, связанных с рождением J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов, определялись подгонкой резонансов, выполняемой при каждом сканировании, проводимом в соответствующем диапазоне энергии. В эксперименте по измерению величины R для энергий ниже рождения J/ψ -мезона в 2010 г. соотношение 3.2, используемое при расчёте R , упрощается очевидным образом и подгонка резонансов не требуется.

Формулы вычисления сечений узких резонансов приведены в разделе 1.5.3. Свободными параметрами подгонки резонанса являлись: ε_{ψ} — эффективность регистрации событий рождения резонанса при заданных среднемировом значении электронной ширины Γ_{ee} и её произведении на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, энергетический разброс полной энергии в системе центра масс сталкивающихся пучков, а также величина адронного сечения для точки сканирования, лежащей ниже резонанса. Результаты подгонки резонансов обсуждаются в разделе 3.8.

Следует подчеркнуть, что вклад в наблюдаемое сечение радиационного «хвоста» резонанса $\varepsilon_{\psi} \sigma_{\psi}$ зависит от комбинации $\varepsilon_{\psi} \Gamma_{ee} \mathcal{B}_h$ и нечувствителен непосредственно к заданным значениям электронной ширины Γ_{ee} и вероятности распада в адроны \mathcal{B}_h .

В рассматриваемом анализе фактор $1 + \delta(s)$, связанный с радиационными поправками, вычисляется согласно соотношению:

$$1 + \delta(s) = \int \frac{dx}{1-x} \frac{\mathcal{F}(s, x)}{|1 - \tilde{\Pi}((1-x)s)|^2} \frac{\tilde{R}((1-x)s) \varepsilon((1-x)s)}{R(s) \varepsilon(s)}, \quad (3.3)$$

где $\mathcal{F}(s, x)$ — функция радиационных поправок (1.44). Оператор вакуумной поляризации $\tilde{\Pi}$ и величина \tilde{R} не включают в себя вклады J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, более подробно вопрос учёта радиационных поправок рассмотрен в разделе 3.7.

В заключение раздела важно отметить, что ранее способ прямого вычисления вклада узких резонансов в экспериментах со сравнимым уровнем точности не использовался. Вклад J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов учитывался при расчёте величины радиационной поправки $\delta(s)$. Таким образом, результатом описанной выше процедуры анализа экспериментальных данных является непосредственно значение R_{uds} , поэтому в дальнейшем до раздела 4.6 под величиной R подразумевается R_{uds} .

3.3. Отбор событий и измерение светимости

Эксперимент по измерению величины R вёлся в течение длительного времени, за которое существенным образом изменялись как состояние детектора и его рабочая конфигурация, так и фоновые условия накопителя, в которых проводился набор статистики. Исходя из данной динамики, модифицировались критерии отбора адронных событий и выбирались способы измерения светимости.

Наиболее значительные изменения в наборе статистики были связаны с ремонтом и обновлением детектора, произошедшими в период с 2011 по 2014 годы, что подробно описано в главе 2.

Полное моделирование учитывало состояние систем детектора в каждой точке по энергии, в том числе для точек, лежащих в области J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов. При анализе каждой отдельной части набранной статистики все каналы электроники, имевшие проблемы в течение нескольких экспериментальных заходов, исключались из обработки, что позволило добиться более стабильного поведения эффективности регистрации.

3.3.1. Отбор адронных событий

Для подавления фона накопителя до приемлемого уровня использовались (включённые на ИЛИ) условия триггера, изложенные ниже.

Первичный триггер:

- Сигналы от 2-х и более сцинтилляционных счётчиков.

- Сигнал от LKr-калориметра.
- Совпадающие сигналы от двух торцов CsI-калориметра.

Вторичный триггер:

- Не менее двух частиц по триггерным аргументам ВД, ДК и LKr-калориметра.
- Совпадающие сигналы от двух торцов CsI-калориметра.

Экспериментальные данные и события моделирования обрабатывались программой реконструкции, одна из процедур которой называется программный триггер. Эта подпрограмма вычисляет решение ПТ и ВТ при более жёстких критериях отбора событий, используя полную информацию систем детектора, что позволяет исключить возможную нестабильность аппаратной части триггера.

Эффективность срабатывания триггера, полученная моделированием многоадронных распадов континуума от u -, d -, s -кварков, составляет примерно 94% в сканировании, выполненном в 2010 г., и варьируется от 95% ÷ 98% для сканирований 2011 г. и 2014-2015 гг., проводившихся на более высокой энергии.

Для отбора адронных событий применялись условия, перечисленные в таблицах 3.4 и 3.5.

Таблица 3.4. Критерии отбора адронных событий, объединённые по «И», используемые при анализе данных, набранных в эксперименте 2010 г.

Параметр	Допустимый диапазон значений
$N_{\text{particles}} \geq 3$ «ИЛИ» $\tilde{N}_{\text{track}}^{\text{IP}} \geq 2$	
$N_{\text{track}}^{\text{IP}}$	≥ 1
E_{obs}	> 1.4 ГэВ (> 1.3 ГэВ, если $E_{\text{beam}} < 1.05$ ГэВ)
$E_{\text{obs}} - E_{\gamma}^{\text{max}}$	> 1.2 ГэВ (> 1.1 ГэВ, если $E_{\text{beam}} < 1.05$ ГэВ)
$E_{\gamma}^{\text{max}}/E_{\text{beam}}$	< 0.80
E_{cal}	> 0.55 ГэВ
H_2/H_0	< 0.90
$ P_z^{\text{miss}}/E_{\text{obs}} $	< 0.60
$E_{\text{LKr}}/E_{\text{cal}}$	> 0.15
$ Z_{\text{vertex}} $	< 15.0 см

Таблица 3.5. Критерии отбора адронных событий, объединённые по «И», используемые при анализе данных, набранных в экспериментах 2011 г. и 2014-2015 гг.

Параметр	Допустимый диапазон значений	
	2011 г.	2014-2015 гг.
	$N_{\text{particles}} \geq 4$ «ИЛИ» $\tilde{N}_{\text{track}}^{\text{IP}} \geq 2$	$N_{\text{particles}} \geq 3$ «ИЛИ» $\tilde{N}_{\text{track}}^{\text{IP}} \geq 2$
$N_{\text{track}}^{\text{IP}}$	≥ 1	
E_{obs}	> 1.6 ГэВ	
$E_{\gamma}^{\text{max}}/E_{\text{beam}}$	< 0.80	< 0.82
E_{cal}	> 0.75 ГэВ	> 0.65 ГэВ
H_2/H_0	< 0.85	< 0.90
$ P_z^{\text{miss}}/E_{\text{obs}} $	< 0.60	
$E_{\text{LKr}}/E_{\text{cal}}$	> 0.15	
$ Z_{\text{vertex}} $	< 20.0 см	< 15.0 см

Здесь и далее введены обозначения: $N_{\text{particles}}$ — число треков и не ассоциированных с ними кластеров (нейтральных частиц) в калориметре, $N_{\text{track}}^{\text{IP}}$ — число треков из общей вершины в области места встречи, $\tilde{N}_{\text{track}}^{\text{IP}}$ — число треков из общей вершины в области места встречи, для которых выполняется условие $E/p < 0.6$, где p — импульс частицы, а E — её энергия, определённая по энерговыделению в калориметре. Область места встречи задана условиями $\rho < 5$ мм и $|z_0| < 130$ мм, где ρ — прицельный параметр, а z_0 — координата точки на треке ближайшей к оси пучков.

Наблюдаемая энергия E_{obs} определена как сумма энергии нейтральных частиц, зарегистрированных калориметром, и энергии заряженных частиц, полученной из измеренных величин импульсов в предположении, что частицы являются π -мезонами. Условие отбора на наблюдаемую энергию и ограничение на отношение энерговыделения наиболее энергичной нейтральной частицы и энергии пучка $E_{\gamma}^{\text{max}}/E_{\text{beam}}$ подавляют адронные события, возникшие вследствие излучения в начальном состоянии (initial state radiation ISR), и, таким образом, уменьшают неопределённости, связанные с радиационными поправками. Энергия E_{cal} равна сумме энергий всех частиц в электромагнитном калориметре, требование превышения полного энерговыделения определённого порога служит для подавления фона космических событий (в основном высокоэнергетичных мюонов). Условие на максимальное значение отношения моментов Фокса-Вольфрама [150] H_2/H_0 , вычисленное по всем зарегистрированным частицам, используется для уменьшения фо-

на дилептонных $e^+e^- \rightarrow l^+l^-(\gamma)$ ($l = e, \mu, \tau$) и космических событий, а также для отбраковки ряда характерных фоновых событий накопителя. Дополнительное подавление двухфотонных событий и событий рассеяния частиц пучка на остаточном газе накопителя (beam-gas) осуществляется ограничением на величину $|P_z^{\text{miss}}/E_{\text{obs}}|$, где P_z^{miss} является z-компонентой суммарного импульса всех зарегистрированных частиц. Вклад фоновых событий рассеяния на газе также уменьшается благодаря требованию на минимальное значение отношения $E_{\text{LKr}}/E_{\text{cal}}$, где E_{LKr} — энергосодержание в жидко-криптоновом калориметре. Кроме упомянутых выше параметров, используемых в отборе, вычисляется среднее значение величины z_0 для всех треков Z_{vertex} , ограничение на абсолютное значение которой позволяет уменьшить фон космических событий и событий рассеяния частиц пучка на стенках вакуумной камеры и на остаточном газе. При работе в диапазоне энергии ниже J/ψ -резонанса в 2010 г. в дополнение к перечисленным выше критериям отбора использовалось условие на минимальную величину разницы $E_{\text{obs}} - E_{\gamma}^{\text{max}}$, что связано с необходимостью подавления вклада в наблюдаемое сечение событий распадов лёгких векторных резонансов, возможность рождения которых возникает при излучении фотона в начальном состоянии. Целесообразность применения данного условия определяется надёжностью моделирования в той области энергии, в которой набор экспериментальных данных не проводился, т.е. ниже 1.84 ГэВ.

Помимо описанных выше условий отбора, для подавления космических событий, в которых преобладают высокоэнергичные мюоны, во всех сканированиях использовалась время-пролётной система совместно с мюонной системой. Событие не проходило отбор, если среднее время регистрации частиц находилось вне диапазона $[-7, 12]$ нс (указанный интервал изменился после ремонта детектора до $[-5, 10]$ нс) относительно времени столкновения пучков, либо имелось срабатывание мюонной системы при наличии более двух треков не из места встречи.

Условия отбора после модернизации и ремонта детектора в сильной степени изменились, значительное «смягчение» критериев выделения адронных событий повышает эффективность регистрации и позволяет проводить дополнительную проверку систематических неопределённостей эксперимента.

3.3.2. Измерение светимости

Измерение светимости ВЭПП-4М, выполняемое непосредственно в момент набора статистики, осуществляется мониторами однократного тормозного излучения, установленными в e^+ - и e^- -направлениях (см. раздел 2.3). Данный метод контроля светимости не обладает достаточной точностью и стабильностью для проведения практически любого

анализа процессов, исследуемых в экспериментах с детектором КЕДР. Для прецизионных измерений светимости в каждой точке сканирования использовались события e^+e^- -рассеяния. Во всех проведённых экспериментах работали оба калориметра, но определение светимости базировалось в основном на данных жидко-криптоновый калориметра, как наиболее стабильной системы.

Для отбора событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ в калориметре требовалось:

- 1) два кластера с энергией более 20% от энергии пучка каждый;
- 2) сумма энергий этих кластеров больше энергии пучка;
- 3) выделившаяся в калориметре энергия, не приписанная двум рассматриваемым кластерам, не превышает 20% от полного энергосодержания (при работе в области энергий ниже J/ψ -резонанса данное ограничение равнялось 30%);

Каждому кластеру соответствует трек. Для треков выполняются следующие условия:

- 1) полярные углы обоих треков лежат в диапазоне $44^\circ < \theta < 136^\circ$ ($41^\circ < \theta < 139^\circ$ в сканировании R, выполненном в 2010 г.);
- 2) расколлинность треков по полярным и азимутальным углам θ и ϕ не более 18° ;
- 3) число треков из области места встречи больше либо равно одному, но меньше либо равно трём.

В сканировании 2014-2015 гг. также требовалось, чтобы отношение моментов Фокса-Вольфрама H_2/H_0 было больше 0.6.

Адронные распады J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов, прошедшие перечисленные условия отбора, учитывались при подгонке соответствующего резонанса. Вклад в наблюдаемое сечение e^+e^- -рассеяния, связанный с процессами $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, не превосходит 0.2% и был принят во внимание при расчёте величины светимости. Электродинамический вклад или Баба-расcеяние (первое слагаемое в (1.55)), определялся методом Монте-Карло с помощью генераторов BHWIDE [151] и MCGPJ [152], основанием для которых послужили работы [153, 154].

3.4. Сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования

Моделирование методом Монте-Карло, начиная с генерации исходных частиц и завершая формированием сигналов электроники и последующим восстановлением события, является одной из ключевых частей описываемого анализа. Достоверное описание физи-

ческих процессов на каждой стадии моделирования необходимо для точного определения эффективности регистрации рассматриваемых процессов

Возникновение первичных частиц моделируется, используя принятую терминологию, на стадии «генератора событий». Прохождение частиц в веществе детектора осуществлялось программой моделирования детектора КЕДР, основанной на пакете программ GEANT версии 3.21 [155].

Моделирование однофотонной аннигиляции e^+e^- -пары в адроны проводилось программой LUARLW [156], любезно предоставленной коллаборацией BES. Кроме того, моделирование континуума от u -, d -, s -кварков осуществлялось альтернативным способом в рамках пакета программ JETSET 7.4 [157, 158], при этом параметры генерации первичных частиц настраивались независимо в каждой точке по энергии в области энергий выше J/ψ -резонанса и для шести энергетических точек, лежащих ниже J/ψ -резонанса. В области энергии ниже 1.94 ГэВ дополнительно к перечисленным вариантам использовался генератор MHG2000 [159, 160].

Генерации распадов $J/\psi \rightarrow \text{адроны}$ и $\psi(2S) \rightarrow \text{адроны}$ выполняется программой, разработанной коллаборацией BES [161] в рамках пакета JETSET 7.4, и включающей ряд дополнительных возможностей, таких как прямая генерация малочастичных мод распадов с вероятностями, соответствующими эксперименту (в JETSET их вероятности сильно занижены), полуэмпирический учёт G-чётности и т.п. Настройка параметров моделирования была осуществлена при измерении адронных ширины узких резонансов [50, 141], что обсуждается в разделе 6.2.

Для процесса упругого рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ имеются надёжные, широко используемые генераторы BHWIDE и MCGPJ, упомянутые в разделе 3.3.2. Проблемам, связанным с моделированием энерговыделения в калориметре и углового разрешения реконструируемых треков, что наиболее существенно при идентификации таких событий, уделено внимание в разделе 4.1.

Существенный вклад в наблюдаемое адронное сечение вносят события процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$, их моделирование осуществлялось генератором KORALB [162], и события $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, для моделирование которых использовался генератор [152]. Процессы двухфотонной аннигиляции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ моделировались генераторами, описанными в работах [163–165].

Сравнение некоторых распределений моделирования процессов $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ с экспериментальными данными представлено на рисунках 3.3, 3.4, 3.5, 3.6, 3.7 и 3.8. На всех приведённых распределениях наблюдается удовлетворительное согласие между экспериментальными данными и моделированием.

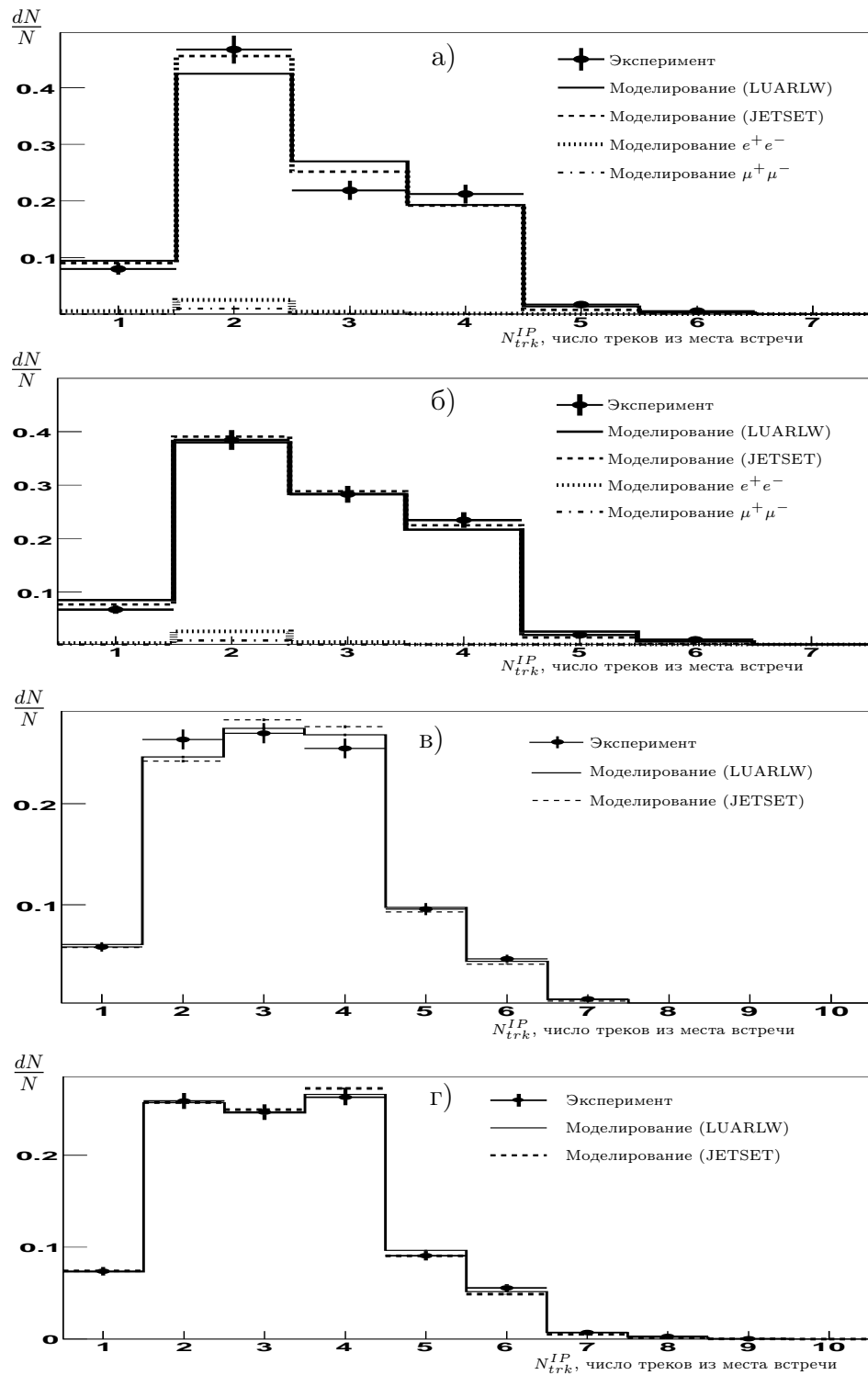


Рис. 3.3. Распределение по заряженной множественности N_{trk}^{IP} для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2011 г.), г) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

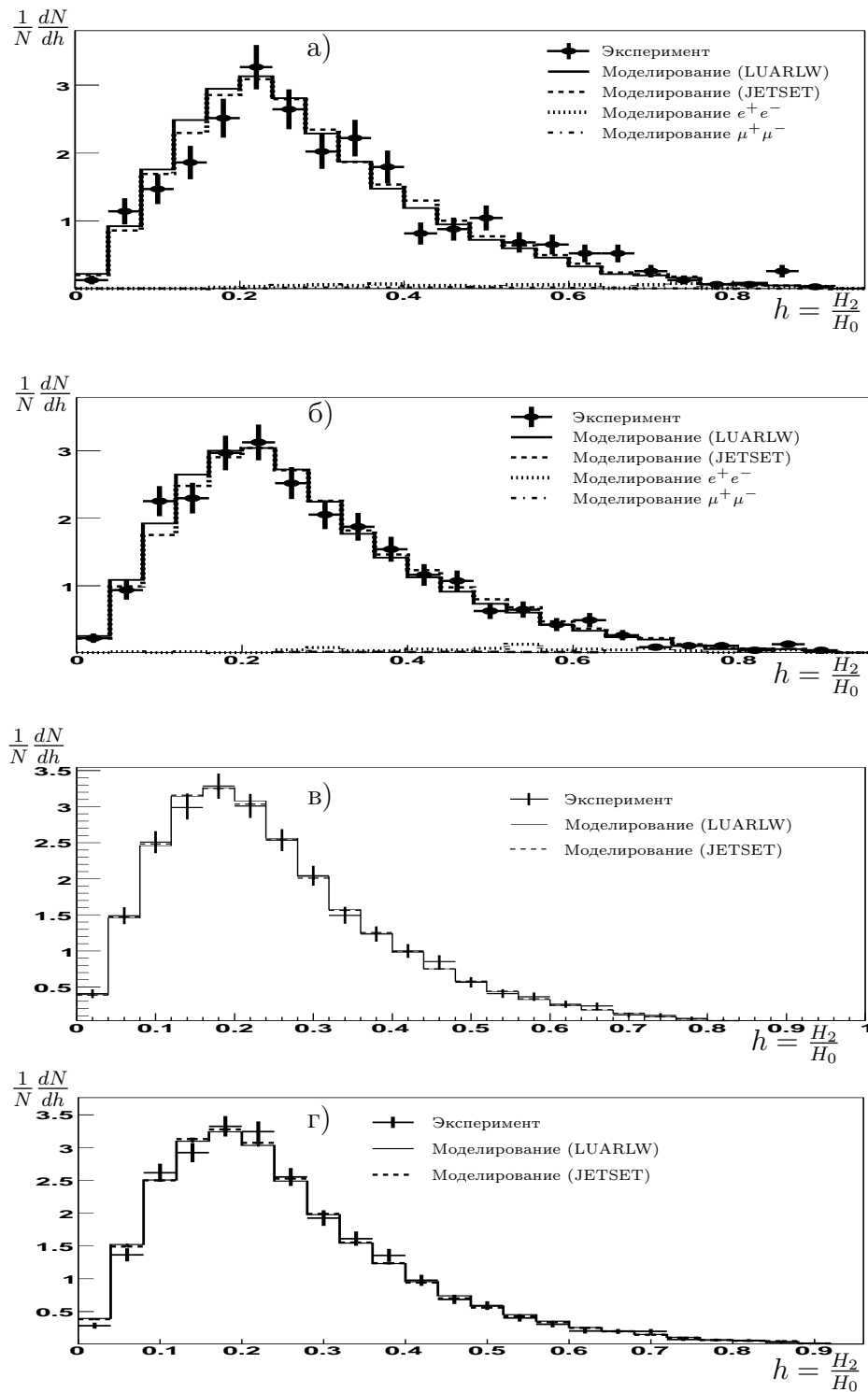


Рис. 3.4. Распределение отношения моментов Фокса-Вольфрама $h = \frac{H_2}{H_0}$ для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2011 г.), г) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

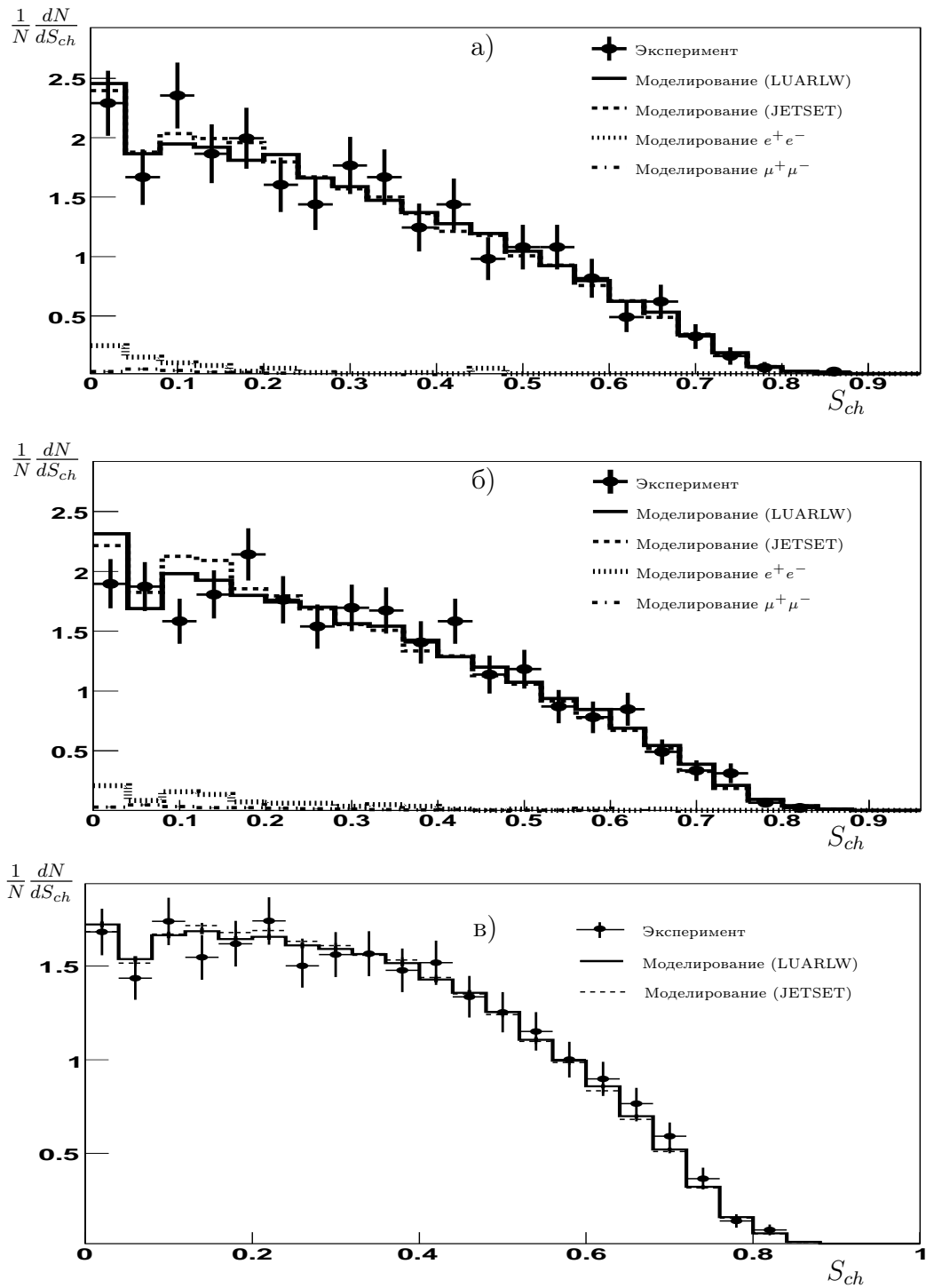


Рис. 3.5. Распределение по сферичности S_{ch} для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2011 г.) Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

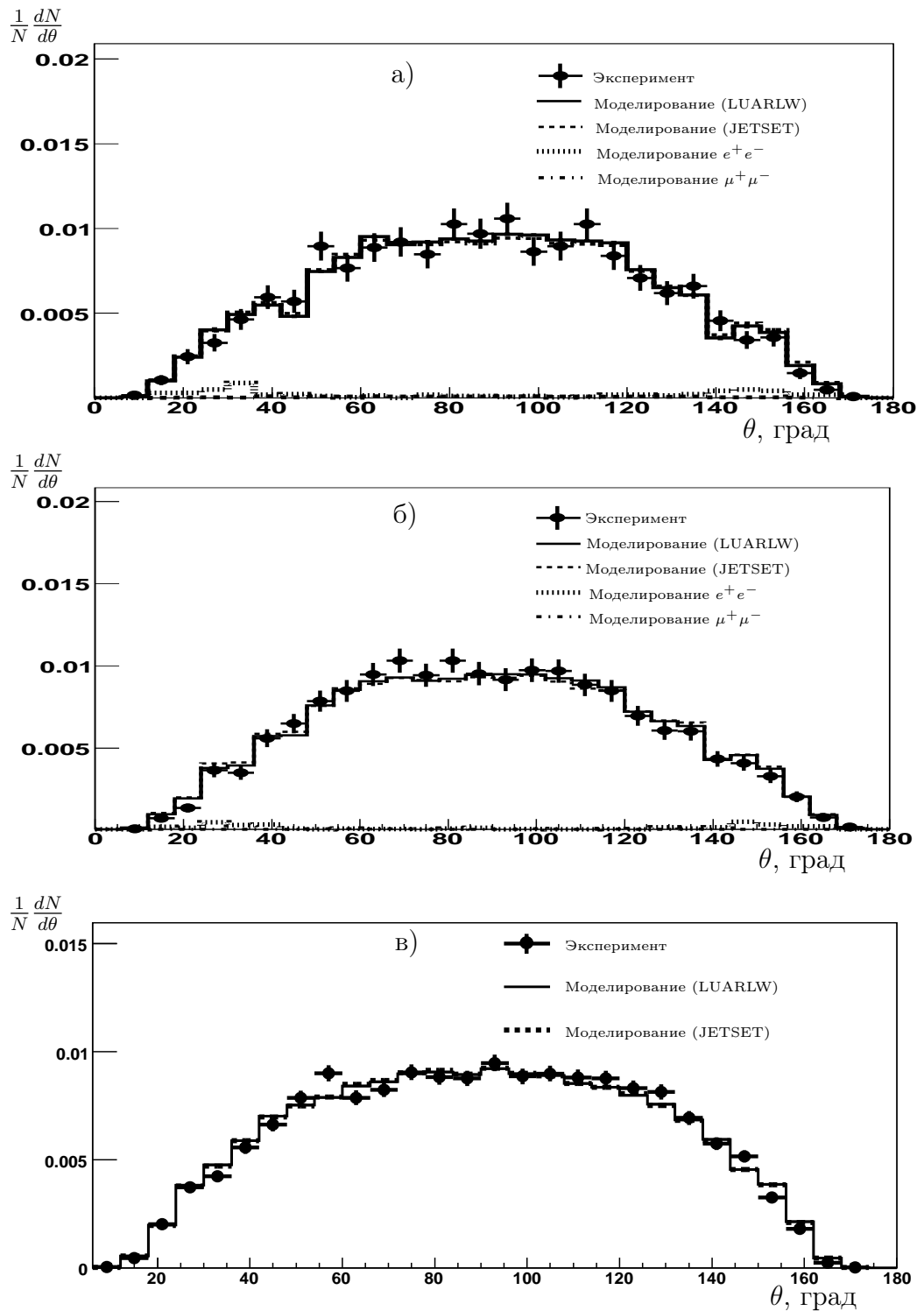


Рис. 3.6. Распределение по полярному углу θ для треков событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

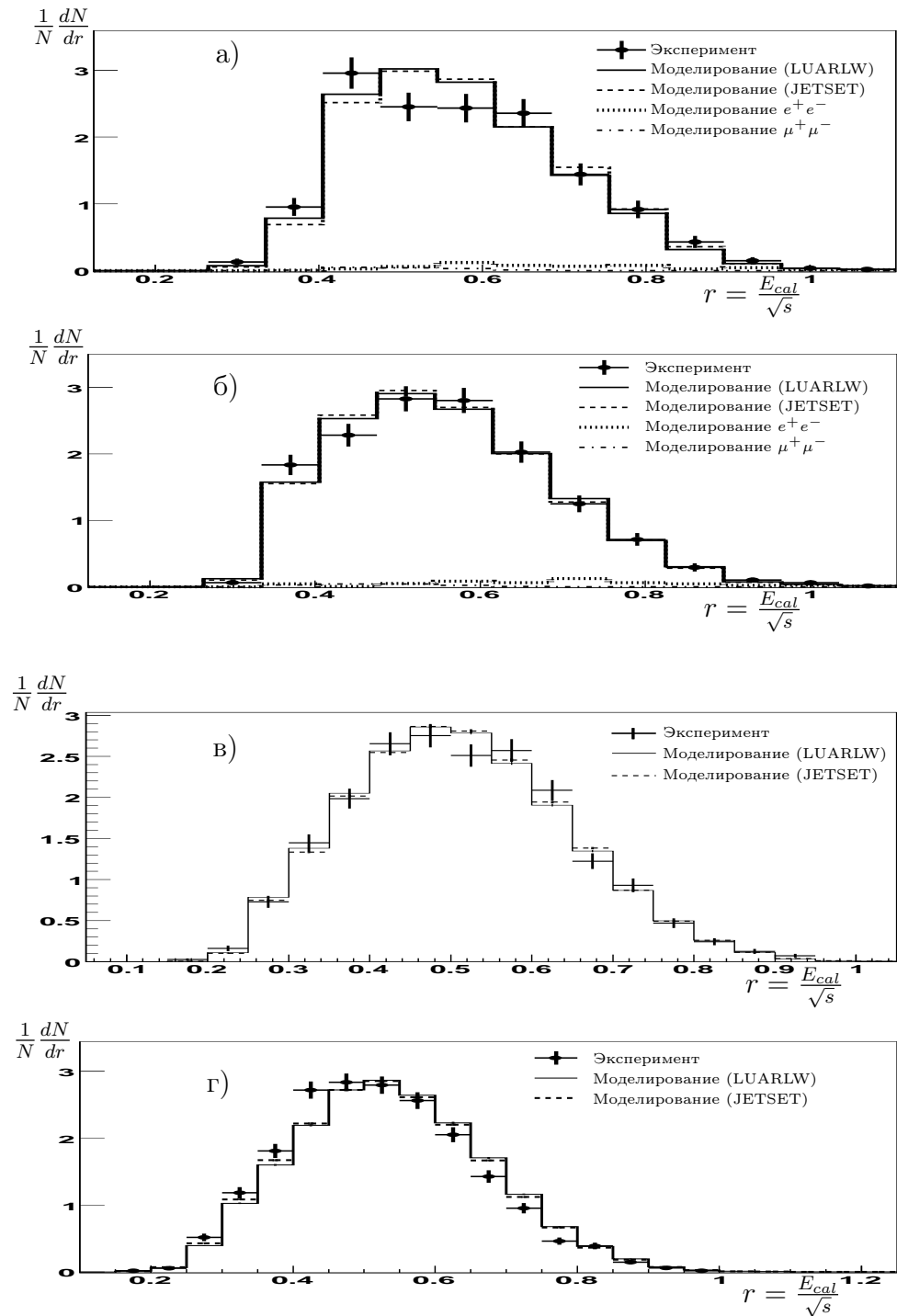


Рис. 3.7. Распределение отношения суммарного энергосодержания в калориметре E_{cal} к энергии в системе центра масс для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.), г) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

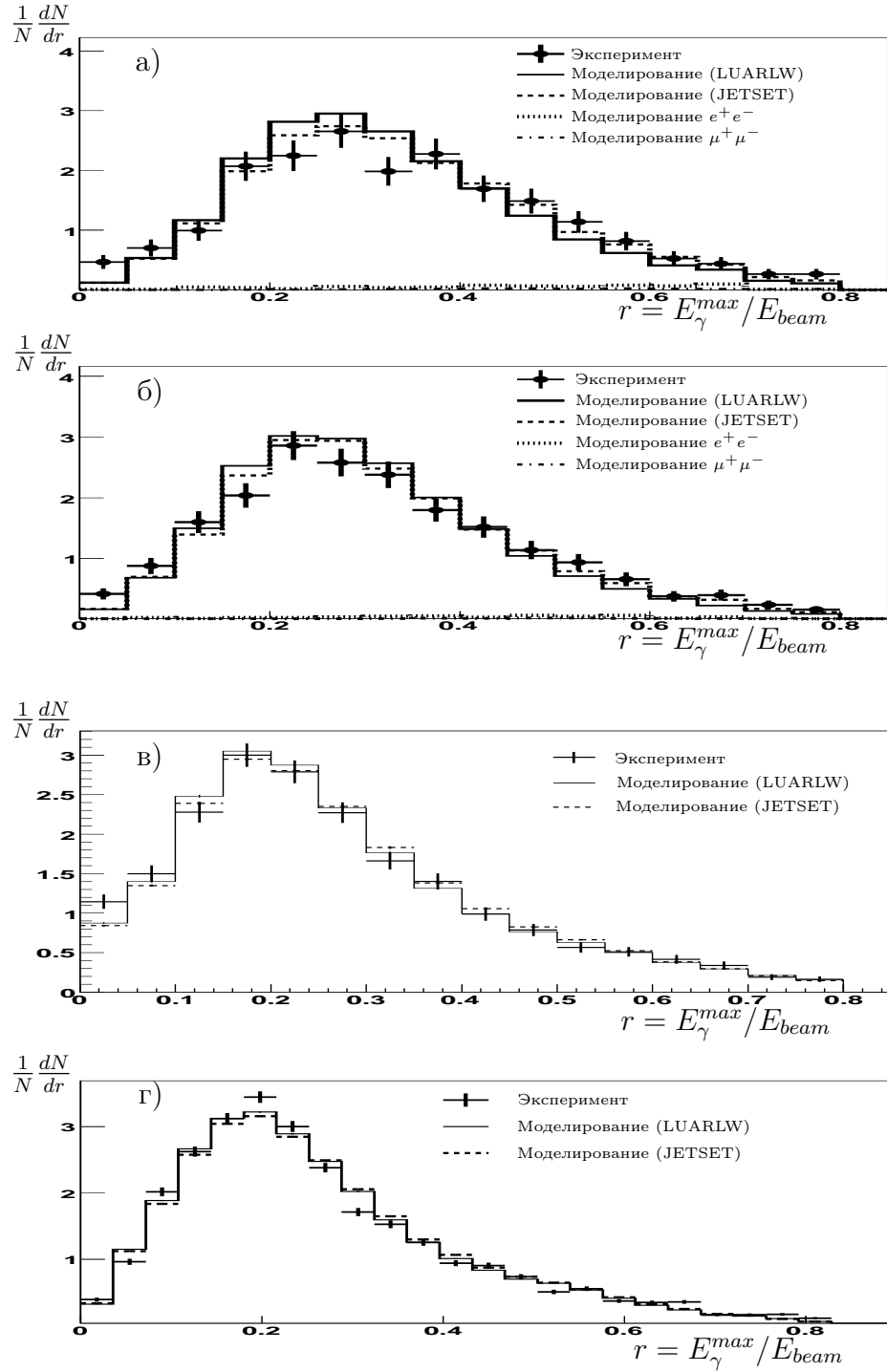


Рис. 3.8. Распределение отношения энерговыведения нейтральной частицы с максимальным энерговыведением E_{γ}^{max} калориметре к энергии пучка E_{beam} для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.), г) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

В таблице 3.6 представлена эффективность регистрации адронных событий для континуума u -, d - и s -кварков для 13-ти точек по энергии, полученная из моделирования в области энергий в системе центра масс ниже 3.05 ГэВ. В шести точках по энергии эффективность регистрации была определена для двух вариантов моделирования. При анализе событий для энергий выше 3.07 ГэВ использовались оба варианта моделирования для каждой точки сканирования. Результаты приведены в таблице 3.7.

Таблица 3.6. Эффективность регистрации адронных событий для континуума u -, d - и s -кварков в области энергий в системе центра масс ниже 3.05 ГэВ. В таблице указана только статистическая ошибка.

Точка	$\varepsilon_{LUARLW}, \%$	$\varepsilon_{JETSET}, \%$	$\delta\varepsilon/\varepsilon, \%$
Эксперимент 2010 г.			
1	42.2 ± 0.1	45.0 ± 0.1	-6.6 ± 0.3
2	47.2 ± 0.1	46.0 ± 0.1	-2.5 ± 0.3
3	53.4 ± 0.1		
4	52.5 ± 0.1	51.3 ± 0.1	-1.2 ± 0.3
5	57.0 ± 0.1		
6	61.6 ± 0.1		
7	64.3 ± 0.1		
8	66.7 ± 0.1		
9	68.2 ± 0.1	68.0 ± 0.1	-0.2 ± 0.2
10	70.3 ± 0.1	70.6 ± 0.1	$+0.4 \pm 0.2$
11	71.6 ± 0.1		
12	73.0 ± 0.1		
13	72.4 ± 0.1	73.2 ± 0.1	$+1.1 \pm 0.2$

Следует отметить, что вариации эффективности регистрации событий при росте энергии связаны не только с изменением характеристик исходных событий, используемого генератора, но и возможной нестабильностью работы детектора. Например, резкий рост эффективности регистрации событий в точке 22 в эксперименте 2014-2015 гг. вызван ремонтом значительного числа каналов ЛКг-калориметра.

Таблица 3.7. Эффективность регистрации адронных событий для континуума u -, d - и s -кварков в области энергий в системе центра масс выше 3.07 ГэВ. В таблице указана только статистическая ошибка.

Точка	$\varepsilon_{LUARLW}, \%$	$\varepsilon_{JETSET}, \%$	$\delta\varepsilon/\varepsilon, \%$
Эксперимент 2011 г.			
Сканирование 1			
15	75.5 ± 0.1	75.0 ± 0.1	-0.7 ± 0.2
16	76.9 ± 0.1	76.2 ± 0.1	-0.9 ± 0.2
17	77.0 ± 0.1	77.0 ± 0.1	0.0 ± 0.2
18	78.1 ± 0.1	77.4 ± 0.1	-0.9 ± 0.2
20	78.3 ± 0.1	78.2 ± 0.1	-0.1 ± 0.2
21	79.6 ± 0.1	78.6 ± 0.1	-1.3 ± 0.2
22	80.8 ± 0.1	79.2 ± 0.1	-2.0 ± 0.2
Сканирование 2			
15	75.3 ± 0.1	74.9 ± 0.1	-0.5 ± 0.2
16	75.9 ± 0.1	75.1 ± 0.1	-1.1 ± 0.2
17	77.5 ± 0.1	77.3 ± 0.1	-0.3 ± 0.2
18	78.7 ± 0.1	78.0 ± 0.1	-0.9 ± 0.2
20	78.8 ± 0.1	78.7 ± 0.1	-0.1 ± 0.2
21	80.0 ± 0.1	79.0 ± 0.1	-1.3 ± 0.2
22	80.9 ± 0.1	79.4 ± 0.1	-1.9 ± 0.2
Эксперимент 2014-2015 гг.			
14	76.91 ± 0.13	76.77 ± 0.13	-0.2 ± 0.2
15	76.77 ± 0.13	76.95 ± 0.13	$+0.2 \pm 0.2$
16	77.09 ± 0.13	76.96 ± 0.13	-0.2 ± 0.2
17	79.22 ± 0.13	80.11 ± 0.13	-1.1 ± 0.2
18	80.38 ± 0.13	80.34 ± 0.13	0.0 ± 0.2
19	80.47 ± 0.13	79.98 ± 0.13	-0.6 ± 0.2
21	80.56 ± 0.13	80.73 ± 0.13	$+0.2 \pm 0.2$
22	84.03 ± 0.12	83.84 ± 0.12	-0.2 ± 0.2

3.5. Фоновые процессы

При вычислении величины R учитывался вклад в наблюдаемое сечение фоновых процессов, таких как рождение лептонных пар в $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ и двухфотонное рождение частиц, то есть событий процесса вида $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$.

Вклад в наблюдаемое сечение процессов дилептонного рождения оценивался путём моделирования и приведён в таблицах 3.8 и 3.9.

Таблица 3.8. Вклад в наблюдаемое сечение процессов рождения лептонных пар в эксперименте по измерению величины R 2011 г., %.

Точка	Процесс	
	$e^+e^-(\gamma)$	$\mu^+\mu^-(\gamma)$
1	6.07 ± 0.56	1.08 ± 0.04
2	4.13 ± 0.45	1.06 ± 0.03
3	3.70 ± 0.39	0.99 ± 0.03
4	3.81 ± 0.39	1.00 ± 0.03
5	4.93 ± 0.43	0.96 ± 0.03
6	4.40 ± 0.39	1.02 ± 0.03
7	3.30 ± 0.34	0.87 ± 0.03
8	4.22 ± 0.37	0.85 ± 0.03
9	4.74 ± 0.39	0.81 ± 0.03
10	4.12 ± 0.35	0.80 ± 0.03
11	4.74 ± 0.38	0.82 ± 0.03
12	5.07 ± 0.38	0.82 ± 0.03
13	5.88 ± 0.41	0.83 ± 0.03

В таблицах не приведены данные для сканирований, выполненных в 2011 г. Как отмечено в разделе 3.3.1, в указанный период использовались более жёсткие условия отбора, вследствие чего суммарный вклад от процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ в наблюдаемое сечение не превосходит 0.5%, а соответствующая неопределённость в величине R от данного слагаемого составляет менее 0.1%. Вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$ также незначителен и составляет для точек, набранных в указанное время, от 0.2 нбн до 0.3 нбн и вносит систематическую неопределённость в измеряемую величину R не более 0.1%.

Таблица 3.9. Вклад в наблюдаемое сечение процессов рождения лептонных пар в эксперименте по измерению величины R 2014-2015 гг., %.

Точка	Процесс		
	$e^+e^-(\gamma)$	$\mu^+\mu^-(\gamma)$	$\tau^+\tau^-(\gamma)$
14	5.06 ± 0.24	1.29 ± 0.27	
15	1.67 ± 0.09	0.42 ± 0.12	
16	3.34 ± 0.17	0.72 ± 0.19	
17	4.03 ± 0.19	0.72 ± 0.15	
18	4.01 ± 0.20	0.69 ± 0.16	
19	3.42 ± 0.19	0.49 ± 0.16	
21	4.14 ± 0.21	0.53 ± 0.15	3.37 ± 0.17
22	2.34 ± 0.13	0.33 ± 0.11	4.05 ± 0.20

Вклад событий двухфотонного рождения в сечение континуума в проведённом 2010 г. сканировании растёт от 0.1% на энергии 1.84 ГэВ до 0.3% на энергии 3.05 ГэВ. Неопределённость, вносимая данным слагаемым в измеренное значение R , не превосходит 0.2%. Для критериев отбора, используемых при наборе интеграла светимости в течение 2011 г., аналогичный вклад меняется от 0.2% на энергии 3.12 ГэВ до 0.5% на энергии 3.72 ГэВ. Соответствующая неопределённость в определении величины R меняется от 0.1% до 0.2%. В эксперименте 2014-2015 гг., при более мягких условиях отбора, вклад двухфотонного рождения в интервале энергий от 3.07 до 3.72 ГэВ менялся незначительно от 0.47% до 0.51%, вносимая неопределённость в вычисленном значении R не превосходит 0.2%.

3.6. Вклад пучкового фона в наблюдаемое адронное сечение при выбранных условиях отбора

Взаимодействия пучка с остаточный газом и стенками вакуумной камеры обуславливает пучковый фон, который при выбранных условиях отбора может составлять несколько процентов от сечения континуума лёгких кварков.

Оценка пучкового фона в настоящей работе проводилась с использованием экспериментальных данных, записанных в эксперименте при разведённых e^+e^- -пучках. Для этого определялись число событий, прошедших отборы, и интеграл тока (электрический заряд) в заходах с разведёнными пучками. Исходя из полученной зависимости, по извест-

ному значению заряда рассчитывалось число фоновых событий для заданного интервала времени при наборе светимости. В таблицах 3.10, 3.11 и 3.12 приведены результаты анализа пучкового фона.

При вычислении вклада пучкового фона для выбранных условиях отбора использовалось два способа. В первом случае расчёт выполнялся с учётом величины остаточного давления в области экспериментального промежутка ускорителя, во втором случае рассматривался только интеграл тока. Это соответствует двум предельным возможностям, когда рассеяние идёт либо только на остаточном газе, либо на стенках вакуумной камеры. В действительности вклад пучкового фона содержит оба процесса.

Таблица 3.10. Вклад пучкового фона при выбранных условиях отбора в наблюдаемое сечение в эксперименте 2010 г., %.

Точка	Пучковый фон, %	Точка	Пучковый фон, %
1	$1.4 \pm 0.5 \pm 0.4$	8	$0.4 \pm 0.4 \pm 0.2$
2	$1.4 \pm 0.5 \pm 0.2$	9	$1.2 \pm 0.6 \pm 0.2$
3	$1.2 \pm 0.4 \pm 0.2$	10	$1.8 \pm 0.7 \pm 0.3$
4	$1.6 \pm 0.7 \pm 0.2$	11	$1.2 \pm 0.4 \pm 0.2$
5	$2.1 \pm 0.8 \pm 0.2$	12	$2.1 \pm 0.9 \pm 0.2$
6	$1.3 \pm 0.6 \pm 0.2$	13	$1.3 \pm 0.5 \pm 0.2$
7	$0.6 \pm 0.6 \pm 0.6$		

Таблица 3.11. Вклад пучкового фона при выбранных условиях отбора в наблюдаемое сечение в эксперименте 2011 г., %.

Точка	Пучковый фон, %	
	Сканирование 1	Сканирование 2
15	$1.3 \pm 0.2 \pm 0.4$	$1.3 \pm 0.2 \pm 0.4$
16	$2.4 \pm 0.4 \pm 0.5$	$2.7 \pm 0.4 \pm 0.5$
17	$2.7 \pm 0.5 \pm 0.4$	$3.0 \pm 0.5 \pm 0.4$
18	$2.9 \pm 0.5 \pm 0.4$	$3.6 \pm 0.6 \pm 0.4$
20	$3.1 \pm 0.6 \pm 0.5$	$3.3 \pm 0.5 \pm 0.5$
21	$2.7 \pm 0.5 \pm 0.4$	$3.7 \pm 0.6 \pm 0.4$
22	$2.1 \pm 0.4 \pm 0.2$	$2.2 \pm 0.3 \pm 0.2$

Систематическая неопределённость вычисления пучкового фона для результатов экспериментов 2010 г. и 2011 г. оценивалась как разница значений, полученных двумя методами в заданной точке по энергии. В таблице 3.12 для эксперимента 2014-2015 гг. приведены результаты для обоих методов оценки пучкового фона. Систематическая неопределённость определялась как максимальная разность результатов двух методов 0.28% во всём диапазоне энергий выполненного сканирования.

Таблица 3.12. Вклад пучкового фона при выбранных условиях отбора в наблюдаемое сечение в эксперименте 2014-2015 гг. Указаны только статистические ошибки.

Точка	Пучковый фон, %	
	Метод 1	Метод 2
14	1.35 ± 0.27	1.29 ± 0.27
15	0.65 ± 0.14	0.80 ± 0.15
16	0.81 ± 0.20	0.86 ± 0.21
17	3.80 ± 0.35	4.08 ± 0.36
18	2.33 ± 0.30	2.19 ± 0.29
19	1.09 ± 0.23	1.15 ± 0.24
21	0.75 ± 0.17	0.76 ± 0.18
22	1.82 ± 0.25	1.94 ± 0.26

3.7. Расчёт радиационной поправки

Численный расчёт фактора радиационной поправки $1 + \delta$ проводился в соответствии с выражением (3.3). При вычислении были использованы данные по вакуумной поляризации, собранные группой КМД-2 [166], и соотношение (1.31) между $R(s)$ и адронной составляющей вакуумного поляризационного оператора.

Для получения величины \tilde{R} и оператора $\tilde{\Pi}$ вклады J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов вычитались аналитически из данных по вакуумной поляризации. Зависимость эффективности регистрации от энергии, излучённой в начальном состоянии, определялась из моделирования. В области энергии выше 2.2 ГэВ применялся только генератор LUARLW. При более низких энергиях как альтернативный вариант использовался генератор MHG2000. На рисунке 3.9 приведены характерные зависимости эффективности регистрации адронных событий от величины x , соответствующей доли s , излучённой в начальном состоянии.

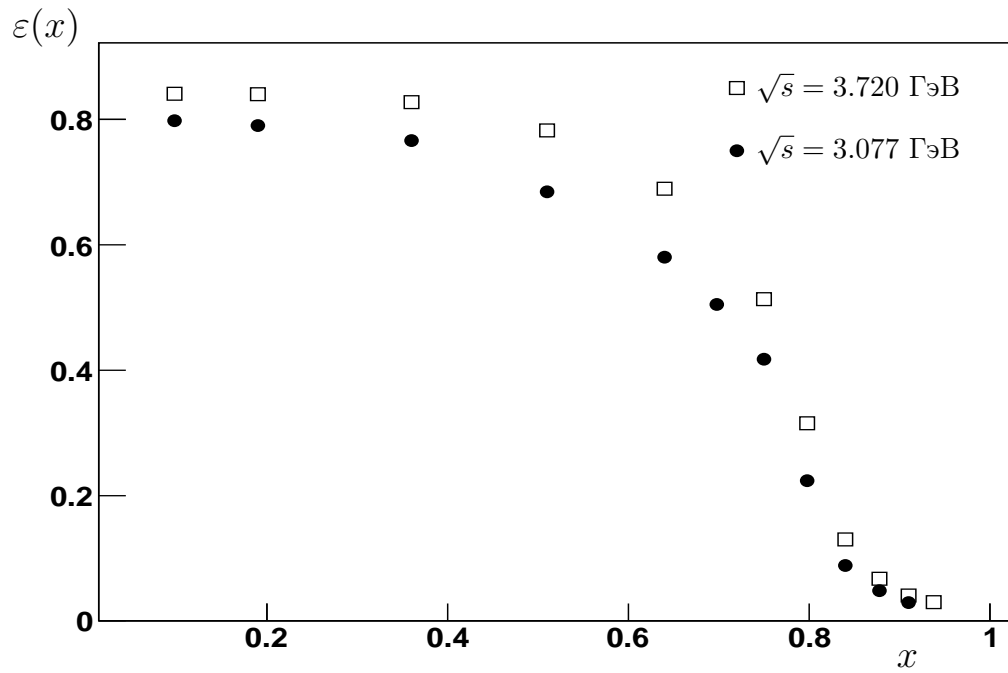
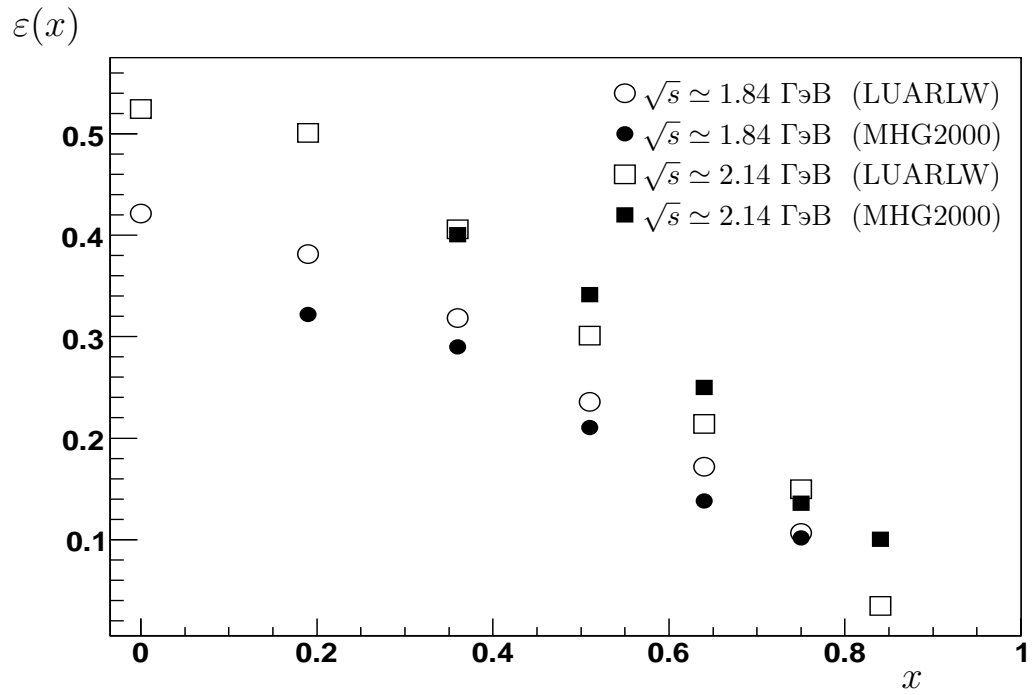


Рис. 3.9. Эффективность регистрации адронных событий в зависимости от переменной x (см. равенство (3.3)).

Таблицы 3.13 и 3.14 содержат величины радиационной поправки, включая систематические неопределённости, обсуждаемые в разделе 4.3.

Таблица 3.13. Фактор радиационной поправки $1 + \delta$ для эксперимента, выполненного в 2010 г. в диапазоне энергии ниже J/ψ -резонанса.

Точка	$1 + \delta$	Точка	$1 + \delta$
1	1.0423 ± 0.0208	8	1.0739 ± 0.0054
2	1.0429 ± 0.0156	9	1.0796 ± 0.0054
3	1.0515 ± 0.0126	10	1.0809 ± 0.0054
4	1.0634 ± 0.0106	11	1.0823 ± 0.0054
5	1.0645 ± 0.0096	12	1.0774 ± 0.0054
6	1.0664 ± 0.0075	13	1.0584 ± 0.0053
7	1.0684 ± 0.0064		

Таблица 3.14. Фактор радиационной поправки $1 + \delta$ для экспериментов, проведённых при энергии выше 3.07 ГэВ.

Точка	Сезон 2011 г.		Сезон 2014-2015 гг.
	Сканирование 1	Сканирование 2	
14			1.1091 ± 0.0089
15	1.0941 ± 0.0066	1.1074 ± 0.0066	1.1108 ± 0.0089
16	1.0949 ± 0.0055	1.1049 ± 0.0055	1.1120 ± 0.0056
17	1.0959 ± 0.0055	1.1100 ± 0.0056	1.1130 ± 0.0078
18	1.0982 ± 0.0044	1.1094 ± 0.0044	1.1133 ± 0.0067
19			1.1151 ± 0.0056
20	1.1032 ± 0.0044	1.1102 ± 0.0044	
21	1.1021 ± 0.0044	1.1098 ± 0.0044	1.1139 ± 0.0078
22	1.1049 ± 0.0055	1.1067 ± 0.0055	1.1137 ± 0.0056

3.8. Вычисление вклада J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов

Одной из важных особенностей настоящего эксперимента являлась прямое определение вклада в наблюдаемое сечение узких резонансов. Сканирование, выполненное с прецизионным измерением энергии накопителя в непосредственной окрестности резонанса, позволяет определить с высокой точностью его основные параметры, что в рассматриваемом анализе используется для вычисления сечения континуума u -, d - и s -кварков. В таблице 3.15 приведены результаты подгонки J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов.

Таблица 3.15. В таблице указаны эффективность, энергетический разброс и уровень достоверности, определённый согласно критерию χ^2 , полученные при подгонке J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, а также эффективности регистрации адронных распадов резонанса, определённые из моделирования. Опорные значения энергий, при которых вычисляется энергетический разброс, соответствуют массам резонансов [167].

	$\varepsilon_{J/\psi}$	$\sigma_W(J/\psi)$, МэВ	$P(\chi^2)$, %	$\varepsilon_{\psi(2S)}$	$\sigma_W(\psi(2S))$, МэВ	$P(\chi^2)$, %
Эксперимент 2011 г.						
Скан. 1	0.760 ± 0.013	0.741 ± 0.005	77.6	0.838 ± 0.023	0.961 ± 0.033	44.9
Мод.	0.771 ± 0.001			0.816 ± 0.001		
Эксперимент 2014-2015 гг.						
	0.787 ± 0.009	0.785 ± 0.004	53.5	0.807 ± 0.020	1.262 ± 0.045	99.4
Мод.	0.790 ± 0.001			0.814 ± 0.001		

Вычисление вклада резонанса в наблюдаемое сечение в заданной точке по энергии проводилось с учётом излучения в начальном состоянии, а также состоянием систем детектора при наборе интеграла светимости в данной точке. Оба фактора учитывались соответствующим моделированием радиационного «хвоста» резонанса.

Точная настройка параметров моделирования J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов обсуждается в разделе 6.2. Эффективности регистрации адронных процессов распада резонанса, полученные из моделирования, также указаны в таблице 3.15. Можно отметить, что наблюдается хорошее согласие между параметрами эффективности, определёнными из подгонки, и результатами моделирования.

3.9. Результаты измерения величины R_{uds}

Результаты определения величины R_{uds} приведены в таблице 3.16. Таблица не содержит систематических неопределённостей, исследованию и оценке которых посвящена следующая глава настоящей работы.

Таблица 3.16. Значение величины R_{uds} . Указаны только статистические ошибки.

Точка	Эксперимент 2010 г.		
1	2.226 ± 0.139		
2	2.141 ± 0.081		
3	2.238 ± 0.068		
4	2.275 ± 0.072		
5	2.208 ± 0.069		
6	2.194 ± 0.064		
7	2.175 ± 0.067		
8	2.222 ± 0.070		
9	2.220 ± 0.069		
10	2.269 ± 0.065		
11	2.223 ± 0.065		
12	2.234 ± 0.064		
13	2.278 ± 0.075		
	Эксперимент 2011 г.		Эксперимент 2014-2015 гг.
	Сканирование 1	Сканирование 2	
14			2.188 ± 0.056
15	2.194 ± 0.122	2.239 ± 0.131	2.211 ± 0.046
16	2.195 ± 0.078	2.148 ± 0.082	2.214 ± 0.055
17	2.233 ± 0.072	2.152 ± 0.089	2.233 ± 0.044
18	2.152 ± 0.066	2.190 ± 0.078	2.197 ± 0.047
19			2.224 ± 0.054
20	2.173 ± 0.062	2.247 ± 0.086	
21	2.209 ± 0.110	2.198 ± 0.070	2.220 ± 0.049
22	2.195 ± 0.116	2.183 ± 0.084	2.213 ± 0.047

Глава 4

**Систематические неопределённости измерения
величины R**

В экспериментах по прецизионному определению какой-либо величины ключевые вопросы связаны с исследованием и достоверной оценкой систематических неопределённостей, присущих любому измерению. Основные принципы, используемого подхода оценки систематических неопределённостей при анализе андронных процессов, можно найти в кандидатской диссертации автора [49], посвящённой измерению параметров $\psi(2S)$ - и $\psi(3770)$ -резонансов. По мере возможности автор постарался избежать буквального повторения материала при описании общих способов исследования погрешностей. Вместе с тем в силу идентичной концепции оценки систематической неопределённостей и рассмотрении в обоих случаях ряда одинаковых источников погрешностей, некоторые разделы настоящей главы имеют определённое сходство с текстом соответствующих разделов работы [49]. Основные вклады в систематическую неопределённость величины R в эксперименте КЕДР приведены в таблицах 4.1, 4.2 и 4.3. Ряд из них содержат вклады нескольких факторов, что обсуждается в последующих разделах главы.

Наиболее распространённым, а во многих случаях единственно применяемым методом оценки систематических неопределённостей в работах по физике высоких энергий, является проверка влияния вариаций критериев отбора событий на результат выполненного эксперимента. Описанный способ позволяет оценить систематические погрешности, связанные с отличием экспериментально наблюдаемых распределений параметров, характеризующих событие и используемых в условиях отбора, и распределений указанных параметров, полученных на данных моделирования. Реализация такой процедуры оценки проста и не требует значительных усилий по изучению отклика детектора, однако, не гарантирует достоверность полного учёта особенностей работы систем детектора. Это отражается в невозможности достигнуть полного согласия в «хвостах» распределений, рассматриваемых характеристик событий. В ряде случаев для оценки влияния «хвоста» какого-либо распределения требуется существенное ослабление соответствующего критерия отбора, что, как правило, недопустимо из-за присутствия фоновых процессов или ограниченности диапазона, в котором измерение достоверно. В случае существенного ужесточения условий становится невозможным достоверно определить число незарегистрированных событий, при этом увеличивается вклад в оценку погрешности измерения статистических флуктуаций.

Таблица 4.1. Систематические неопределённости величины R в эксперименте 2010 г., %. Введены обозначения точек «т. n », соответствующие точкам сканирования R , приведённым в таблице 3.1.

	т. 1	т. 2	т. 3	т. 4	т. 5	т. 6	т. 7
Светимость (раздел 4.1)	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2
Рад. поправка (раздел 4.3)	2.0	1.5	1.2	1.0	0.9	0.7	0.6
Мод. uds континуума (раздел 4.2)	6.6	2.5	2.5	1.2	1.2	1.2	1.2
Эффективность восстановления трека (раздел 4.4)	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
Вклад процессов l^+l^- (раздел 3.5)	0.6	0.5	0.4	0.4	0.4	0.4	0.3
Вклад процессов e^+e^-X (раздел 3.5)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Эффективность триггера (раздел 4.4)	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
Ядерное взаимодействие (раздел 4.4)	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
Нейтральные события (раздел 4.4)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Вар. условий отбора (раздел 4.4)	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7
Ускорительный фон (раздел 3.6)	0.6	0.5	0.4	0.7	0.8	0.6	0.8
Определение энергии (раздел 4.4)	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
Квадратичная сумма	7.1	3.4	3.2	2.4	2.4	2.2	2.2
	т. 8	т. 9	т. 10	т. 11	т. 12	т. 13	
Светимость (раздел 4.1)	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	
Рад. поправка (раздел 4.3)	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	
Мод. uds континуума (раздел 4.2)	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	1.2	
Эффективность восстановления трека (раздел 4.4)	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	
Вклад процессов l^+l^- (раздел 3.5)	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	
Вклад процессов e^+e^-X (раздел 3.5)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	
Эффективность триггера (раздел 4.4)	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3	
Ядерное взаимодействие (раздел 4.4)	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	
Нейтральные события (раздел 4.4)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	
Вар. условий отбора (раздел 4.4)	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	0.7	
Ускорительный фон (раздел 3.6)	0.4	0.6	0.8	0.4	0.9	0.5	
Определение энергии (раздел 4.4)	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	
Квадратичная сумма	2.1	2.2	2.2	2.1	2.3	2.1	

С учётом описанных выше недостатков оценки систематических неопределённостей методом вариации условий отбора данный способ использовался как вспомогательный. Основным методом оценки систематических неопределённостей является сравнение ре-

зультатов различных альтернативных вариантов на всех этапах моделирования, начиная с генерацией исходных частиц и заканчивая рассмотрением эффективности восстановления треков при реконструкции событий. Систематические погрешности, полученные вариаций критериев отбора, суммируются квадратично с неопределённостями, определёнными явными сравнениями. Такой подход игнорирует возможный повторный учёт некоторых факторов, но при этом в большей степени обеспечивается надёжность и достоверность получаемых результатов.

Таблица 4.2. Систематические неопределённости величины R в эксперименте 2011 г., %.

	т. 15	т. 16	т. 17	т. 18	т. 20	т. 21	т. 22
Светимость (раздел 4.1)	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1
Рад. поправка (раздел 4.3)	0.6	0.5	0.5	0.4	0.4	0.4	0.5
Мод. uds континуума (раздел 4.2)	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	1.3	2.1
Эффективность восстановления трека (раздел 4.4)	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5	0.5
Вклад процессов l^+l^- (раздел 3.5)	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1	0.2	0.2
Вклад процессов e^+e^-X (раздел 3.5)	0.1	0.1	0.1	0.2	0.2	0.2	0.2
Эффективность триггера (раздел 4.4)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Ядерное взаимодействие (раздел 4.4)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Вар. условий отбора (раздел 4.4)	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
Сканирование 1							
Вклад J/ψ и $\psi(2S)$ (раздел 3.8)	2.7	0.5	0.3	0.2	0.2	0.1	1.4
Ускорительный фон (раздел 3.6)	1.1	0.8	0.7	0.7	0.9	0.7	0.7
Квадратичная сумма	3.5	2.2	2.1	2.1	2.2	2.1	3.0
Сканирование 2							
Вклад J/ψ и $\psi(2S)$ (раздел 3.8)	2.8	0.6	0.3	0.2	0.2	0.1	1.3
Ускорительный фон (раздел 3.6)	1.1	0.8	0.7	0.8	0.8	0.7	0.5
Квадратичная сумма	3.6	2.2	2.1	2.1	2.1	2.1	2.9
Коррелированная часть ошибки	2.3	1.9	1.8	1.8	1.8	1.8	2.5

Таблица 4.3. Систематические неопределённости величины R в эксперименте 2014-2015 гг., %.

	т. 14	т. 15	т. 16	т. 17	т. 18	т. 19	т. 21	т. 22
Светимость (раздел 4.1)	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9
Рад. поправка (раздел 4.3)	0.8	0.8	0.5	0.7	0.6	0.5	0.7	0.5
Мод. uds континуума (раздел 4.2)	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1	1.1
Эффективность восстановления трека (раздел 4.4)	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
Вклад процессов e^+e^-X (раздел 3.5)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Вклад процессов l^+l^- (раздел 3.5)	0.4	0.4	0.4	0.3	0.3	0.3	0.4	0.4
Эффективность триггера (раздел 4.4)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Ядерное взаимодействие (раздел 4.4)	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2	0.2
Вариация условий отбора (раздел 4.4)	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6	0.6
Вклады J/ψ и $\psi(2S)$ (раздел 3.8)	0.1	1.8	0.4	0.2	0.1	0.1	0.1	1.1
Ускорительный фон (раздел 3.6)	0.4	0.8	0.5	0.6	0.5	0.4	0.4	0.6
Квадратичная сумма	1.9	2.7	1.9	1.9	1.8	1.8	1.9	2.2

4.1. Систематические погрешности, связанные с измерением светимости

Основные систематические неопределённости измерения абсолютной величины светимости в эксперименте связаны с несовершенством процедуры калибровки калориметра, точностью определения его положения в пространстве, нестабильностью пьедесталов и калибровочных коэффициентов электроники, а также с неточностью моделирования в исходном генераторе событий.

Слагаемые, составляющие доминирующий вклад в систематическую ошибку определения светимости по данным LKr-калориметра, перечислены в таблице 4.4. С целью согласования моделирования LKr-калориметра с реальными данными проводилось выключение из обработки нерабочих и нестабильных каналов, то есть тех каналов, которые по какой-либо причине отключались, либо начинали постоянно срабатывать, при отсутствии реального энерговыделения от событий, в течение набора интеграла светимости. Также для настройки моделирования использовались две процедуры моделирования амплитуд каналов LKr-калориметра. При описании искажения сигнала первым способом основную роль играла ёмкостная связь между каналами, во втором способе доминировал геометрический эффект, связанный с флуктуациями ионизации между электродами калориметра.

Таблица 4.4. Систематические неопределённости определения светимости.

Источник	Систематическая погрешность, %		
	2010 г.	2011 г.	2014-2015 гг.
Отклик калориметра	0.7	0.7	0.4
Выставка калориметра	0.2	0.2	0.2
Разрешение по полярному углу	0.2	0.2	0.1
Вычисление сечения	0.5	0.5	0.4
Фон	0.1	0.1	0.1
Статистика моделирования	0.1	0.1	0.1
Вариация условий отбора	0.8	0.6	0.7
Квадратичная сумма	1.2	1.1	0.9

Для более тонкой настройки в обоих вариантах моделирования требовалось внесение дополнительного разброса калибровочных коэффициентов. Предполагаемая неточность калибровочных коэффициентов описывалась несимметричным распределением с «ядром» гауссовой формы, нарастание «хвоста» которого моделировалось возведением в степень случайной величины, имеющей нормальное распределение. Ошибка калибровочных коэффициентов разыгрывалась в момент калибровки при последовательном моделировании экспериментальных заходов. Такая настройка параметров выполнялась для каждой энергии, в которой проводился набор интеграла светимости, что позволило корректировать отклик ЛКг-калориметра на протяжении всего времени набора интеграла статистики. Примеры гистограмм распределения отношения энергии, выделившейся в ЛКг-калориметре, к энергии в системе центра масс событий e^+e^- -рассеяния экспериментальных данных и моделирования показаны на рисунке 4.1. Систематическая неопределённость отклика калориметра, приведённая в первой строке таблицы 4.4, определялась как максимальная разница результатов двух вариантов моделирования, полученная на точках каждого из рассматриваемых экспериментов по измерению величины R . Месторасположение ЛКг-калориметра в пространстве находилось путём анализа энерговыделения в калориметре, вызванного космическими частицами, треки которых восстанавливались при реконструкции событий в детекторе. Результатом данной процедуры выставки является набор параметров, включающий в себя координаты и углы. Для определения погрешности, связанной с неточностью выставки системы, рассматривались варианты моделирования с дополнительными сдвигами параметров, соответствующие неопределённостям их определения. При реконструкции событий моделирования использовались несмещённые

значения параметров, задающих «геометрию» ЛКг-калориметра, изменение результата вычисляемой светимости не превосходило 0.2%.

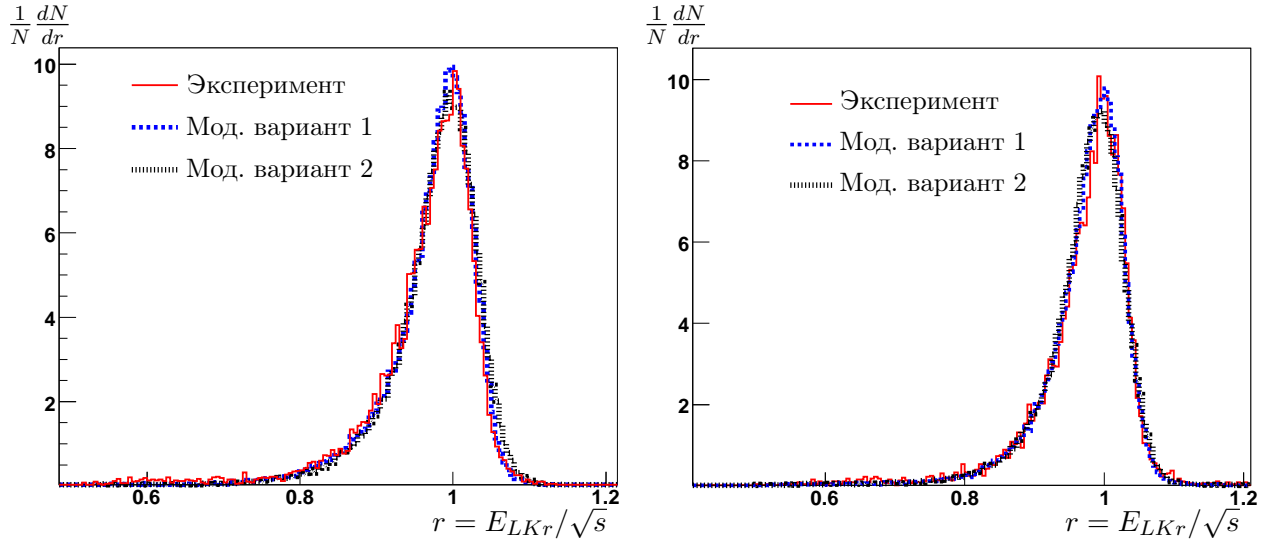


Рис. 4.1. Распределение отношения энергии, выделившейся в ЛКг-калориметре, к энергии в системе центра масс событий e^+e^- -рассеяния для экспериментальных данных и моделирования в эксперименте 2014-2015 гг. при энергиях в системе центра масс 3076.7 МэВ (т. 14) и 3314.7 МэВ (т. 17). Все распределения нормированы. N — число событий гистограмме.

Из-за конечного углового разрешения при применении условия на минимальный полярный угол к событиям e^+e^- -рассеяния часть событий на границе рассматриваемого интервала «мигрирует» между допустимым угловым диапазоном и диапазоном, при попадании в который события отбраковываются. В совокупности с резкой зависимостью от угла сечения упругого e^+e^- -рассеяния оба фактора приводят к систематической ошибке. Величина углового разрешения в первоначальном варианте моделирования меньше наблюдаемого в эксперименте, поэтому требуется вносить дополнительные погрешности на стадии, предшествующей реконструкции. В настоящей работе использовались два способа дополнительного искажения углового разрешения, более подробное описание которых приведено в разделе 4.4. Требовалось хорошее согласие моделирования и экспериментальных данных по величине расколлинеарности $\delta\theta$ для событий e^+e^- -рассеяния, пример распределения показан на рисунке 4.2. Максимальное отличие углового разрешения моделирования и экспериментальных данных не превосходило 0.2° для сканирований, выполненных в 2010-2011 гг., а в эксперименте 2014-2015 гг. было менее 0.05° . Расчётные значения погрешностей вычисляемой светимости, связанные с угловым разрешением указаны в третьей строке таблицы 4.4.

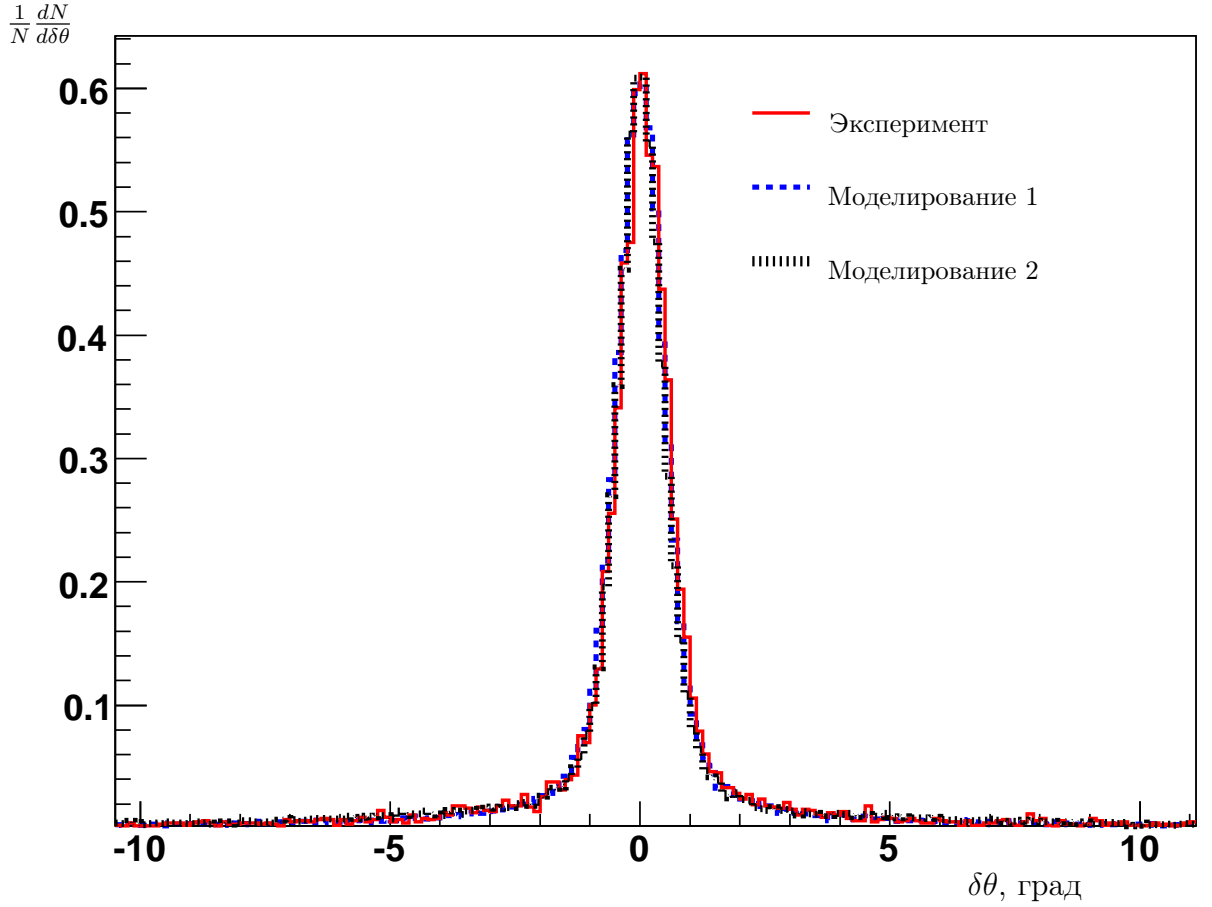


Рис. 4.2. Распределение по величине расколлинеарности полярного угла $\delta\theta$ для событий e^+e^- -рассеяния в эксперименте 2014-2015 гг. при энергии 3314.7 МэВ (т. 17). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

Систематическая неопределённость светимости, источником которой являются погрешности расчёта сечения, оценивалась исходя из разницы результатов моделирования событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ генераторами MCGPJ и BHWIDE. Максимальное значение данной величины при обработке данных 2011 г. была менее 0.5%, а в эксперименте 2014-2015 гг. разница не превосходила 0.4%.

Вклад в наблюдаемое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ событий процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и распадов узких резонансов находился из моделирования и не превышает 0.2% во всех точках, где проводилось вычисление величины R. Ускорительный фон, присутствующий в зарегистрированных событиях e^+e^- -рассеяния, рассчитывался аналогично процедуре, описанной в разделе 3.6, его вклад менее 0.1% во всём исследуе-

мом диапазоне энергий. Совокупная неопределённость поправки, вносимой при вычислении светимости и связанной с фоновыми событиями, не превосходит 0.1%.

Изменение числа прошедших отбор событий e^+e^- -рассеяния при вариации критериев отбора достигало 50%, соответствующие вариации величины светимости рассматривались как систематические погрешности и суммировались квадратично с перечисленными ранее неопределённостями, как обсуждалось в начале главы. Результаты вариаций условий отбора приведены в таблице 4.5.

Таблица 4.5. Вариации величины измеренной светимости в %, при изменении критериев отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$.

Критерий	Вариация критерия	Эксперимент		
		2010 г.	2011 г.	2014-2015 гг.
Диапазон полярного угла	$40^\circ < \theta < 140^\circ$	0.6	0.5	0.5
	$50^\circ < \theta < 130^\circ$			
Расколлинеарность $\delta\theta$ и $\delta\phi$	$< 5^\circ \div 20^\circ$	0.2	0.2	0.2
Энергии E_1 и E_2 основных кластеров	$> (0.2 \div 0.4)E_{beam}$	0.3	0.2	0.2
Сумма энергий основных кластеров E_{12}	$> (0.5 \div 0.8)\sqrt{s}$	0.3	0.2	0.2
Отношение энергий E_{12}/E_{cal}	$> 0.75 \div 0.9$	0.2	0.2	0.3
Отношение моментов H_2/H_0	$> 0.6 \div 0.85$			0.2
Квадратичная сумма		0.8	0.6	0.7

Для двух сканирований, выполненных в 2011 г., разница интегральной светимости, полученная по данным LКг- и CsI-калориметров, составила $0.5 \pm 0.5\%$ и $0.0 \pm 0.5\%$. Что согласуется с оценками систематической неопределённости абсолютной светимости, определённой по данным LКг-калориметра.

В тоже время следует отметить, что работа CSI-калориметра была в течение эксперимента недостаточно стабильна для прецизионного измерения светимости, даже при настройке основных параметров моделирования CSI-калориметра, которая проводилась в каждой точке по энергии. Пример сравнения распределений отношения энергии, выделенной в CsI-калориметре, к энергии в системе центра масс событий e^+e^- -рассеяния, полученных моделированием и в экспериментальных данных показан на рисунке 4.3.

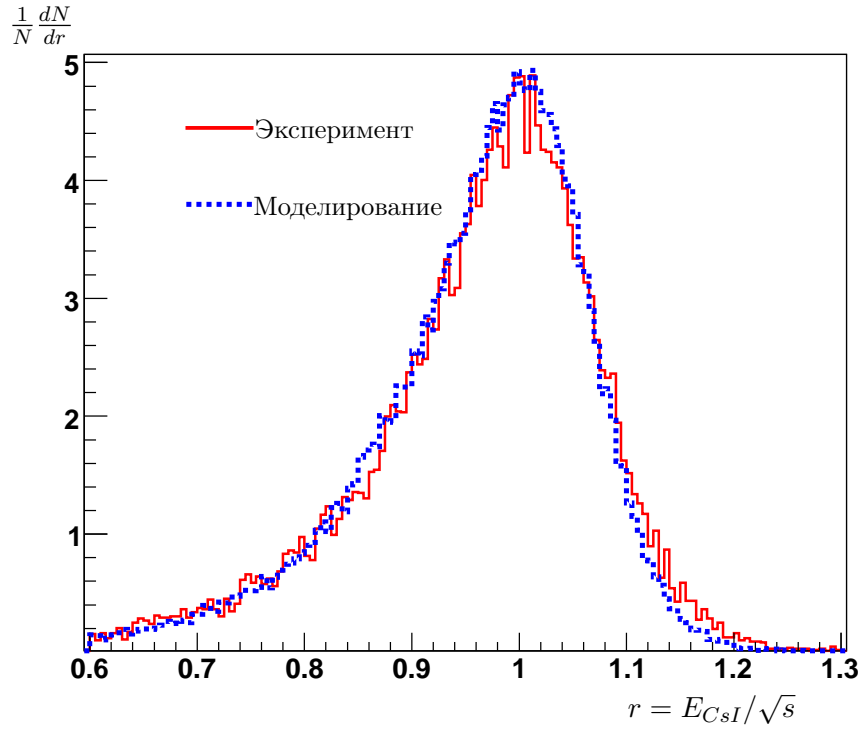


Рис. 4.3. Распределение отношения энергии, выделившейся в CsI-калориметре, к энергии в системе центра масс событий e^+e^- -рассеяния в эксперименте 2011 г. при энергий 3418.4 МэВ (т. 18). Распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

4.2. Систематические неопределённости моделирования uds -континуума

В настоящее время не существует генераторов адронных событий, гарантирующих по умолчанию прецизионную точность моделирования процессов e^+e^- -аннигиляции на энергии меньше 10 ГэВ. По этой причине каждый эксперимент по измерению сечения инклюзивного рождения адронов требует настройки используемых моделей генерации первичных частиц и аккуратного рассмотрения систематических ошибок.

Идея оценки систематической неопределённости состоит в рассмотрении и последующем сравнении различных вариантов моделирования, полученных на основе существенно отличных друг от друга моделей, применяемых генераторами JETSET и LUARLW. При этом параметры генератора JETSET настраивались для каждой энергии отдельно, требовалось согласие моделирования и эксперимента по среднему значению заряженной множественности, согласие по сферичности и приблизительное согласие распределений параметров, используемых в условиях отбора. Дополнительно контролировались пара-

метры, не входящие непосредственно в условия отбора, например, поперечный импульс заряженных частиц, характерное распределение которого показано на рисунке 4.4.

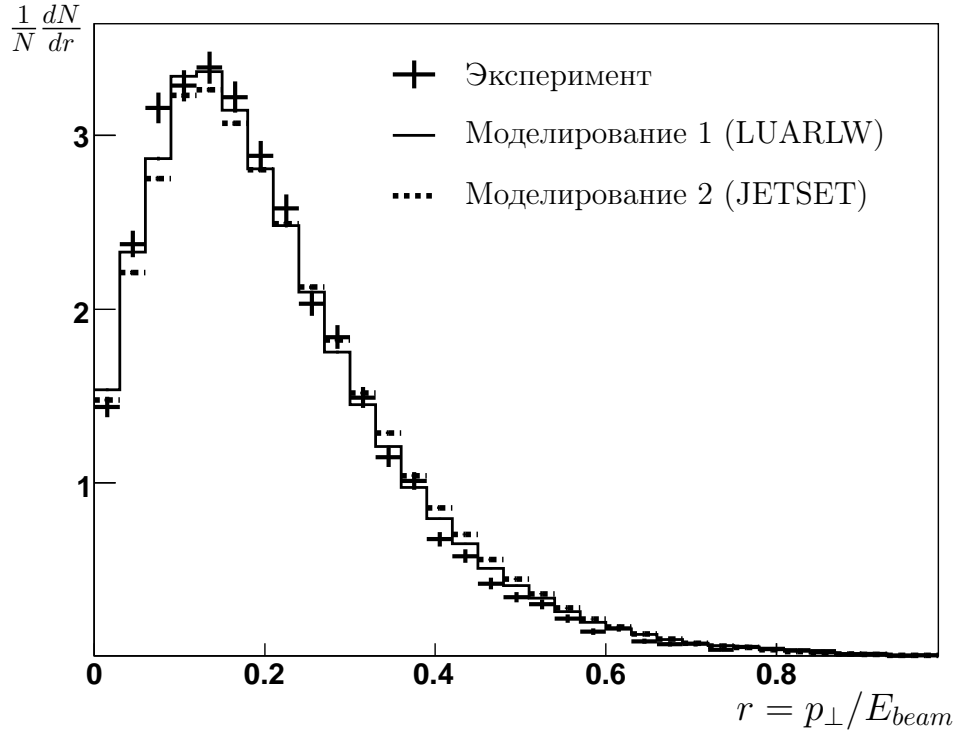


Рис. 4.4. Распределение отношения поперечного импульса p_{\perp} к энергии пучка E_{beam} для заряженных частиц в адронных процессах в эксперименте 2014-2015 гг. на энергии 3221.8 МэВ (т. 16). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

Аналогичная настройка параметров генератора LUARLW проводилась в каждом интервале энергии, соответствующем периоду проведения эксперимента, здесь требовались лишь незначительные изменения параметров, используемых коллаборацией BES в работе [17]. Максимальная разница эффективности регистрации событий, полученная из сравнения результатов двух вариантов моделирования на заданном сканировании, являлась оценкой систематической неопределённости моделирования uds -континуума. В таблице 4.6 приведены оценки систематической неопределённости, связанной с неточностью первичного моделирования адронных процессов. Вклад статистических ошибок моделирования не превосходит 0.2% и входит в представленные в таблице оценки систематической неопределённости. Детальное описание генераторов, используемых при моделировании адронных процессов в физике высоких энергии, можно найти в обзорах

[168–170]. В настоящей работе более подробно следует описать модель, реализованную в пакете программ JETSET [171].

Таблица 4.6. Систематические неопределённости определения эффективности регистрации адронных событий из-за неточности первичного моделирования в %.

Точка	Моделирование uds-континуума
Эксперимент 2010 г.	
1	6.6
2-3	2.5
4-13	1.2
Эксперимент 2011 г.	
14-21	1.3
22	2.0
Эксперимент 2014-2015 гг.	
14-22	1.1

Основные этапы генерации процессов адронного рождения в процессе e^+e^- -аннигиляции можно представить в виде следующей эволюционной последовательности:

- формирование исходной конфигурации партонов, для описания используется электрослабая теория и пертурбативная КХД;
- излучение жёстких глюонов и/или их конверсия в пары кварк-антикварк, процесс описывается в рамках пертурбативной КХД;
- фрагментации партонов и адронов, для описания используется феноменологический подход (непертурбативная КХД).

Ясное качественное представление о последовательности протекающих процессов (см. рисунок 4.5) не исключает, однако, трудности реализации указанной схемы при её применении для энергий ниже 10 ГэВ. Уже на первой стадии возникают проблемы, сопряжённые с появлением мягких или коллинеарных глюонов. Техническое решение состоит в превращении трёхглюонной конфигурации в двухглюонную. Несмотря на изменение при этом параметров события, в частности, занижение сферичности, в целом такой способ обеспечивает возможность выполнения дальнейшей процедуры генерации. Вторая стадия реализуется на основе формул, основывающихся на точных вычислениях во втором

порядке КХД или в главном логарифмическом приближении, соответствующем партонным ливням.

Завершающий этап генерации частиц основан на чисто феноменологическом подходе, реализованной в JETSET на базе лундской струнной модели (ЛСМ) [172]. По умолчанию используется идея «продольной» фрагментации, когда мерой энергии системы являются переменные светового конуса $W \pm p_{\parallel}$. Функция фрагментации (ф.ф.) $f(z) = \frac{c}{z}(1-z)^a e^{-\frac{bm_{\perp}^2}{z}}$, где a, b, c — параметры (по умолчанию $a = 0.3$, $b = 0.58 \text{ ГэВ}^{-2}$), задаёт вероятность приобретения адроном доли z от энергии струны, в оригинальном варианте аргументом лундской симметричной ф.ф. является не только переменная z , но и квадрат «поперечной массы» $m_{\perp}^2 = m^2 + p_{\perp}^2$, где поперечный импульс кварков p_{\perp} , рождаемых в процессе разрыва струны и имеющий, согласно модели ЛСМ, гауссово распределение. Чтобы решить упомянутую проблему снижения сферичности события при энергии начальной системы менее 10 ГэВ, увеличивают среднеквадратичный разброс распределения p_{\perp} , который по умолчанию равен 0.36 ГэВ. Кроме оригинальной функции фрагментации JETSET позволяет использовать и другие ф.ф., в частности, эмпирическую функцию Филда—Фейнмана.

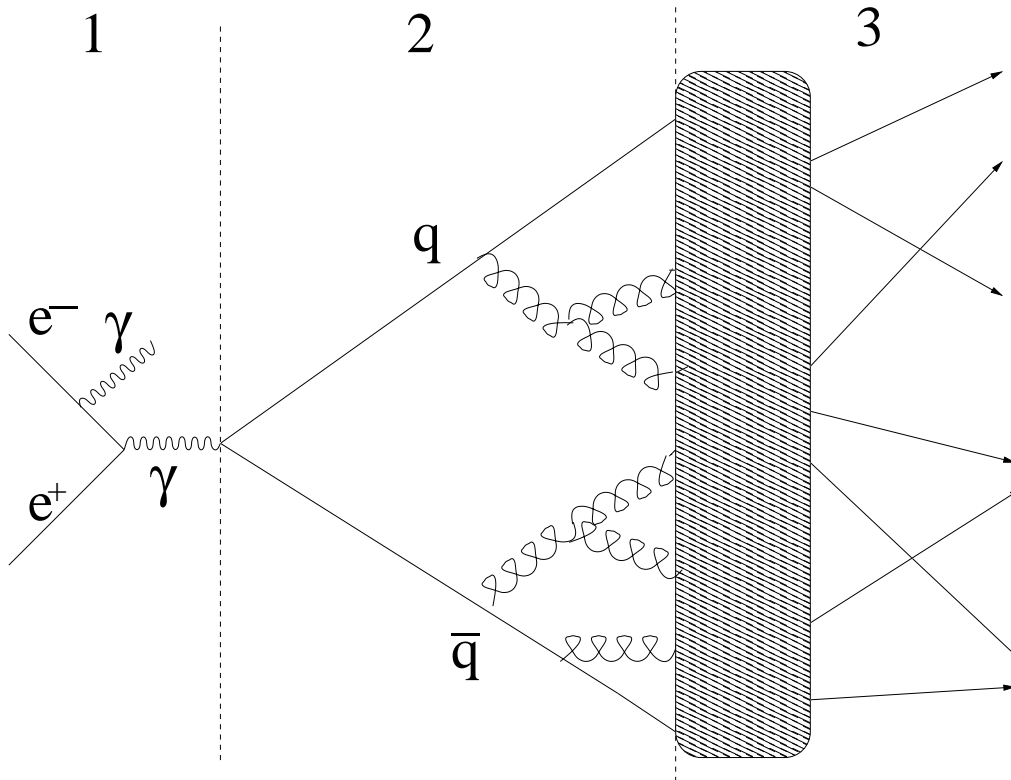


Рис. 4.5. Основные этапы генерации процессов адронного рождения в процессе e^+e^- -аннигиляции.

Из десятков параметров, использующихся генераторе в JETSET для настройки моделирования, можно выделить основные из них, задающие лундскую струнную модель фрагментации. Для удобства описания введём мнемонические обозначения W_{min} , W_{stop} , δW_{stop} , $\sigma_{p_{\perp}}$ и P_V , соответствующие *parj(32)*, *parj(33)*, *parj(37)*, *parj(21)* и *parj(11)* в блоках данных программы. Рассмотрим алгоритм генерации S -волновых мезонных состояний. Исходные партоны формируют цветные синглеты, которым сопоставляются либо замкнутые (с глюонами в местах излома) или незамкнутые (соединяющие кварк и антикварк) струны. При превышении массы струны параметра W_{min} плюс масса кварка в струне начинается процесс формирования мезонов, иначе образуется только один мезон. Разрыв струны происходит у каждого из изломов парами кварк-антикварк с рождением первичных мезонов, таким образом остаются лишь незамкнутые струны. Поперечный импульс кварк генерируется согласно гауссовому распределению и имеет среднеквадратичный разброс $\sigma_{p_{\perp}}$. Незамкнутая струна разрывается у одного из концов с образованием мезона, энергия и продольный импульс которого рассчитывается в соответствии с функцией фрагментации. S -волновой мезон с вероятностью P_V оказывается векторным, иначе — псевдоскалярным. Полная процедура ЛСМ содержит генерацию барионов путём образования цветных ди-кварков в месте разрыва струны. По умолчанию, относительная вероятность образования лёгкого бариона примерно равна 0.1. Кроме того, алгоритм предусматривает возникновения P -волновых мезонов, в соответствии с параметрами, заданными пользователем. Процесс рождения адронов останавливается в случае, если инвариантная масса струны становится меньше чем W_{min} плюс масса кварков, завершившись образованием парой последних адронов. Также в алгоритм предусматривает раннюю остановку процесса фрагментации в зависимости от массы кварков (или ди-кварков), появившихся в точке разрыва струны. Такой сценарий выполняется, когда энергия струны меньше чем W_{stop} плюс масса лидирующих кварков плюс масса объектов в месте разрыва. По смыслу $W_{stop} > W_{min} + 2m_s$, где m_s — масса странного кварка. С учётом значения W_{stop} и законов сохранения определяется импульс последней пары сформированных адронов. Для исключения особенностей в импульсном спектре предусмотрен параметр δW_{stop} , соответствующий разбросу значения W_{stop} .

Как видно из описания процесса генерации адронов ЛСМ, реализованного в пакете программ JETSET, образование частиц при разрыве струны идёт независимо от того, сколько частиц уже образовалось. При этом остановка процесса дробления непростая задача, решаемая в рамках ряда предположений, как это описано выше. В альтернативном подходе, осуществляемом программой LUARLW, уже изначально распределение множественности адронных событий контролируется заданными вероятностями, полученными

из экспериментальных данных. Используемая модель [173] предполагает, что исходная фрагментирующая система может быть определена в фазовом пространстве, задаваемом переменными светового конуса, как область, включающая в себя части, в которых фиксировано число рождаемых адронов. Само же событие характеризуется заданной функцией плотности вероятности, представимой в виде произведения плотностей вероятностей, соответствующих каждой из рассматриваемых частей.

Кроме основного способа оценки систематической неопределённости, связанной с исходным моделированием uds-континуума, основанного на сравнении результатов применения двух отличных друг от друга генераторов адронных событий, использовался альтернативный способ, рассмотренный, например, в работах [13, 174]. Метод предполагает разложение всего множества адронных событий по классам, содержащим событий определённой заряженной множественности. Предположим, что имеется не совсем точное моделирование, на основе которого можно получить матрицу ε_{ij} , содержащую эффективности регистрации событий определённой множественности j , для которых восстанавливается i треков. Процедура нахождения исходного распределения множественности N_j , исходя из наблюдаемого распределения N_i^{obs} , сводится к минимизации значения χ^2 , вычисляемого согласно соотношению:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{N_i^{obs} - \sum_j \varepsilon_{ij} \times N_j}{N_i^{obs}} \quad (4.1)$$

Восстановленное распределение N_j позволяет определить поправку к эффективности регистрации адронного события найденного в моделировании, которая является оценкой систематической погрешности. Такой подход имеет ряд недостатков, в частности, учитывает распределение только по заряженной множественности, что занижает возможные систематические неопределённости. Поэтому в настоящей работе он использовался лишь для проверки полученных оценок. В таблице 4.7 приведено сравнение эффективностей регистрации адронных событий uds-континуума, определённых различными способами в диапазоне энергий от 1.84 до 3.05 ГэВ. Полученные отличия характеризуют систематическую неопределённость, связанную с первичным моделированием.

Помимо метода разложения по компонентам осуществлялась ещё одна проверка систематической неопределённости при наиболее трудной для инклюзивного моделирования энергии 1.84 ГэВ. В данной точке по энергии проводилось сравнение результатов моделирования uds-континуума, выполненного в рамках программ LUARLW и JETSET, с результатами, полученными с помощью генератора MNG2000, который моделирует совокупность известных при заданной энергии эксклюзивных процессов. Распределение заряженной множественности событий для указанных вариантов первичных генераторов

приведено на рисунке 4.6. Разница между найденными эффективностями регистрации различных исходных моделирований также представлена в таблице 4.7.

Таблица 4.7. Относительная разница между различными способами определения эффективности регистрации адронных событий uds-континуума в %.

Энергия, МэВ	Метод разложения		
	LUARLW/JETSET	LUARLW	LUARLW/MHG2000
1841.0	6.6	3.6	3.8
1937.0 ÷ 2135.7	2.5	1.9	–
2135.7 ÷ 3048.1	1.2	0.5	–

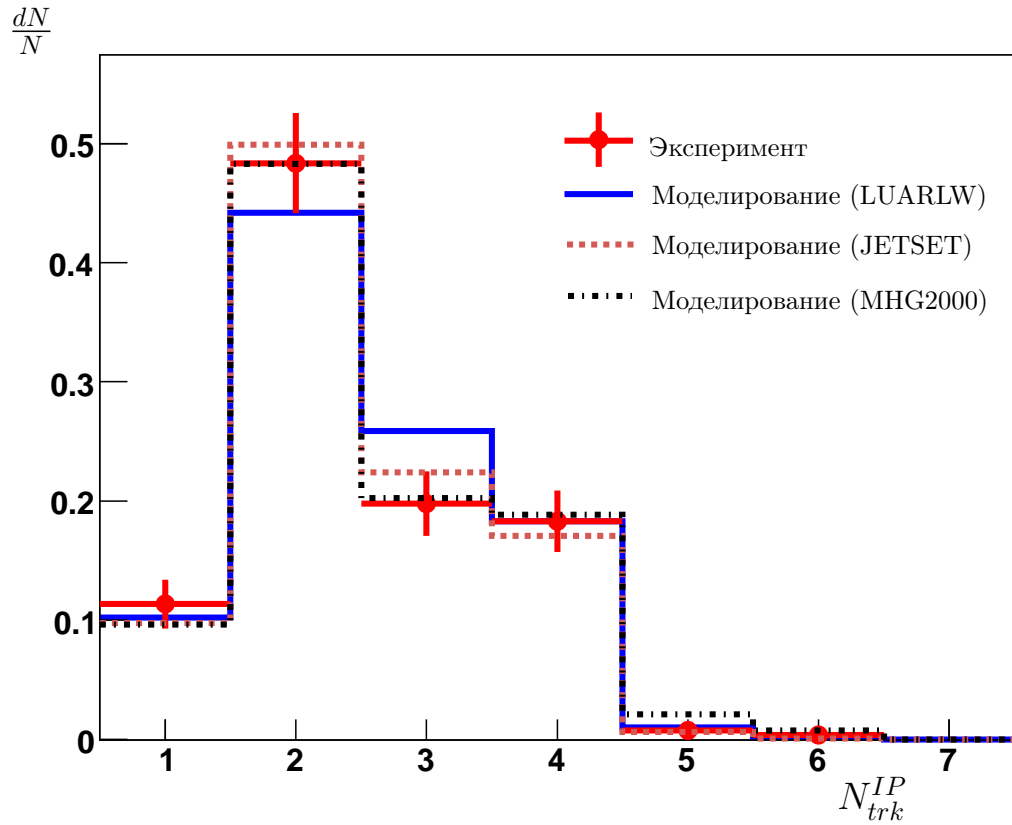


Рис. 4.6. Распределение по заряженной множественности N_{trk}^{IP} для событий, прошедших «адронный» отбор, при энергии 1.84 ТэВ. Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

Рассмотренные выше методы оценки систематической неопределённости дают результаты, согласующиеся с наиболее консервативным способом, выбранным в качестве основного.

4.3. Систематические погрешности вычисления радиационной поправки

Основные систематические неопределённости вычисления радиационной поправки связаны с используемой аппроксимацией поляризационного оператора, неточностью определённой эффективности регистрации адронных событий, ошибками имеющихся экспериментальных данных для величины R и конечным числом точек, используемых при интерполяции данных. Результаты оценки неопределённостей, возникающих при вычислении радиационной поправки приведены в таблице 4.8.

Таблица 4.8. Систематические неопределённости вычисления радиационной поправки.

Точка	Неопределённость, %					Точка	Неопределённость, %				
	Вклады			Квадратичная сумма	Вклады			Квадратичная сумма			
Аппр. П	$\delta R(s)$	$\delta \varepsilon(s)$	δ_{calc}		Аппр. П	$\delta R(s)$	$\delta \varepsilon(s)$		δ_{calc}		
Эксперимент 2010 г.											
1	1.3	0.6	1.4	0.1	2.0	8	0.4	0.2	0.3	0.1	0.5
2	1.1	0.4	1.0	0.1	1.5	9	0.3	0.2	0.3	0.1	0.5
3	1.0	0.4	0.6	0.1	1.2	10	0.3	0.2	0.3	0.1	0.5
4	0.8	0.4	0.4	0.1	1.0	11	0.3	0.2	0.3	0.1	0.5
5	0.7	0.4	0.3	0.1	0.9	12	0.3	0.2	0.3	0.1	0.5
6	0.6	0.2	0.3	0.1	0.7	13	0.4	0.2	0.3	0.1	0.5
7	0.5	0.2	0.3	0.1	0.6						
Эксперимент 2011 г.						Эксперимент 2014-2015 гг.					
14						0.7	0.2	0.4	0.1	0.8	
15	0.3	0.5	0.2	0.2	0.6	0.7	0.1	0.4	0.1	0.8	
16	0.1	0.4	0.2	0.2	0.5	0.2	0.1	0.4	0.1	0.5	
17	0.1	0.4	0.2	0.2	0.5	0.5	0.1	0.4	0.1	0.7	
18	0.1	0.3	0.2	0.2	0.4	0.4	0.1	0.4	0.1	0.6	
19						0.2	0.1	0.4	0.1	0.5	
20	0.1	0.3	0.2	0.2	0.4						
21	0.1	0.3	0.2	0.2	0.4	0.5	0.1	0.4	0.1	0.7	
22	0.4	0.3	0.2	0.2	0.5	0.1	0.2	0.4	0.1	0.5	

Для оценки неточности, относящейся к выбранной аппроксимации поляризационного оператора, кроме компиляции данных, представленных группой КМД-2 [166], рассматривался альтернативный вариант интерполяции поляризационного оператора, ранее использовавшийся в эксперименте BES [161]. На рисунке 4.7 показаны оба используемых варианта приближения поляризационного оператора. Разница результатов указанных ап-

проксимаций увеличивается с уменьшением энергии, а также возрастает вблизи J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов.

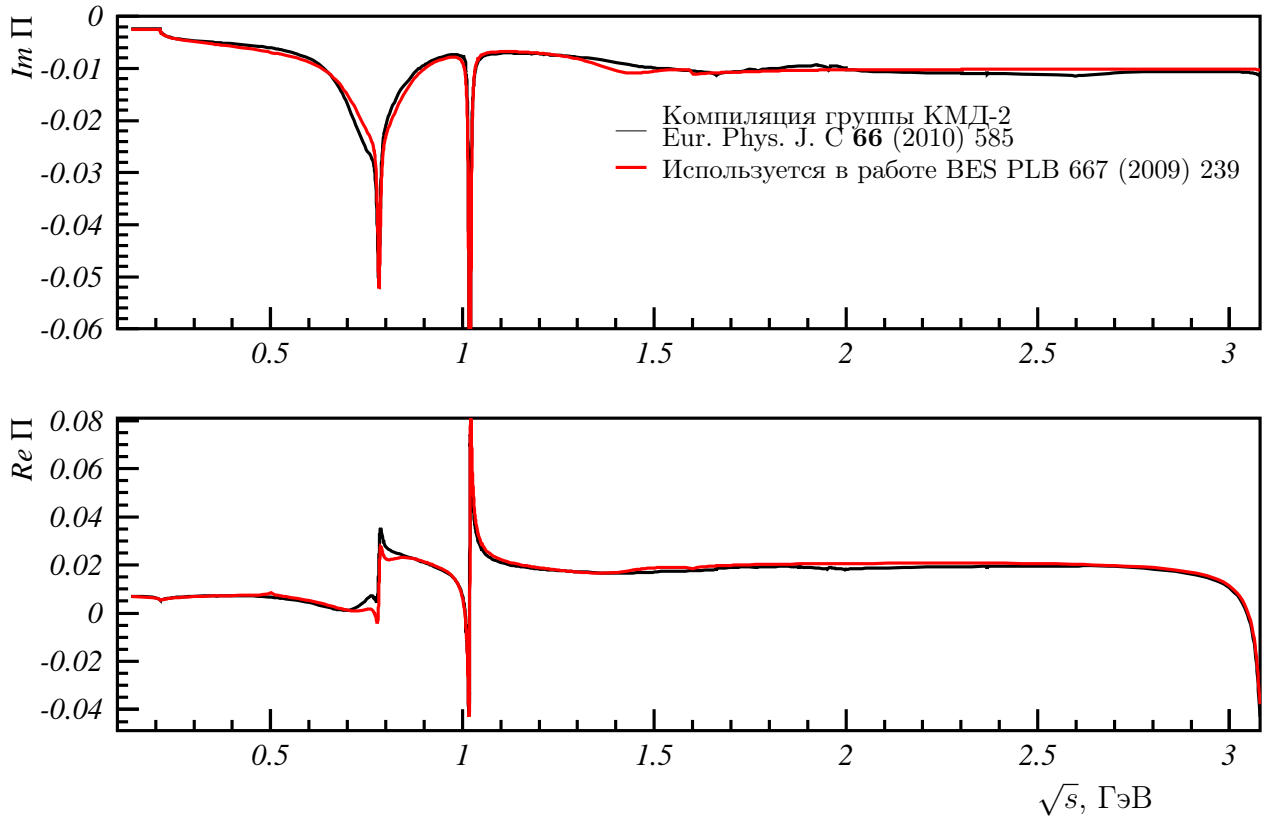


Рис. 4.7. Оператор вакуумной поляризации в области энергии ниже J/ψ -резонанса.

Вклад в неопределённость радиационной поправки, обозначенный в таблице 4.8 как $\delta R(s)$, связан с точностью определения $R(s)$. В экспериментах 2010-2011 гг. данная погрешность менялась в рассматриваемом диапазоне энергии от 0.2% до 0.6%. Поскольку эксперимент 2014-2015 гг. опирался на результаты, полученные в эксперименте КЕДР в 2010-2011 гг., то величина неопределённости в данном эксперименте уменьшилась до 0.1 ÷ 0.2%.

Неопределённость вычисления радиационной поправки, отмеченная в таблице 4.8 как $\delta\varepsilon(x)$, относится к неточности определения зависимости $\varepsilon(x)$. Указанная неопределённость оценивалась, исходя из максимальной разницы эффективностей регистрации адронных событий в исследуемом диапазоне энергий, полученных на моделировании с помощью генераторов событий uds -континуума LUARLW и JETSET. В области энергии ниже 2.2 ГэВ проводилось альтернативное сравнение с результатами, полученными генератором MNG2000. Величина погрешности падает с 1.4% на энергии 1.84 ГэВ до 0.3% на энергии 3.05 ГэВ для данных 2010 г. В эксперименте 2011 г. неопределённость составляла

0.2%, а при более мягких критериях отбора 2014-2015 гг., применявшихся при обработке экспериментальных данных в 2014-2015 гг., не превосходила 0.4%.

Конечное число рассмотренных точек при определении величины $\varepsilon(x)$ также является источником погрешности, которая оценивалась путём сравнения результатов линейной и квадратичной аппроксимации. Разница двух вариантов вычисления радиационной поправки была меньше 0.1% во всём диапазоне энергии описываемого эксперимента.

4.4. Неопределённости, связанные с работой детектора и накопителя

Эффективность восстановления треков является важным аспектом, влияющим на эффективность регистрации событий в целом. При изучении эффективности восстановления треков рассматривались события процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, требовался один реконструированный трек и находилась вероятность «потери» второго трека. Полученная зависимость вероятности потери трека от полярного угла использовалась при моделировании отклика детектора. Альтернативный способ определения вероятности потери трека заключался в рассмотрении треков космических частиц с импульсом менее 1 ГэВ, проходящих вблизи места встречи пучков. Трек от космической частицы восстанавливался либо целиком, либо как два отдельных трека, что позволяло найти вероятность потери трека при реконструкции аналогично первому способу. В дальнейшем оба полученных варианта зависимости вероятности потери трека от полярного угла использовались при моделировании. Разница результатов для экспериментов 2010-2011 гг. не превышала 0.5% для всех точек проведённых сканирований, что является оценкой неопределённости, связанной с эффективностью реконструкции треков.

В эксперименте в 2014-2015 гг. полученная разница результатов для величины R оказалась менее 0.2%, что связано с уменьшением числа неработающих каналов дрейфовой камеры. В тоже время подобная оценка кажется несколько оптимистичной, поэтому были проведены ряд проверок по сравнению различных вариантов моделирования углового разрешения и калибровочных параметров дрейфовой камеры, использующихся при анализе событий. Сравнивались два способа настройки углового разрешения. В первом случае увеличивались статистические ошибки, найденных при калибровке параметров, используемых при реконструкции треков. Во втором случае находились систематические погрешности данных параметров, которые затем масштабировались в соответствии с наблюдаемым разрешением по углу.

Сопоставление распределений углового разрешения для полярного и азимутального угла приведены на рисунках 4.2 (раздел 4.1) и 4.8. Разница результатов определения R при различных вариантах моделирования не превышала 0.3%, таким образом суммарная погрешность, вносимая неточностью моделирования реконструкции треков, в эксперименте 2014-2015 гг. составила менее 0.4%.

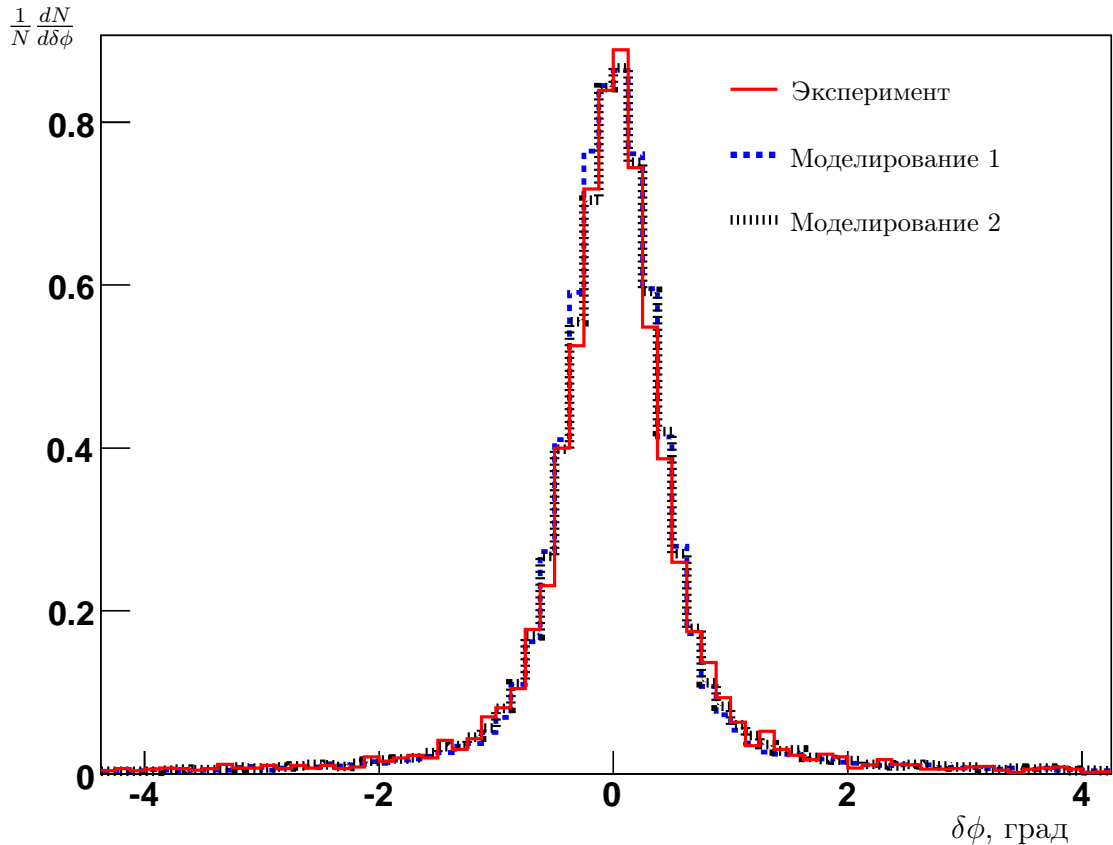


Рис. 4.8. Распределение по величине расколлинеарности азимутального угла $\delta\phi$ для событий e^+e^- -рассеяния в эксперименте 2014-2015 гг. при энергии 3314.7 МэВ (т. 17). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

В отличие между собой полученных оценок систематических неопределённостей 0.5% и 0.4% для экспериментов, проведённых до и после ремонта детектора, отсутствует какое-либо противоречие. Поскольку и в том и другом случае проводилась работа по согласованию моделирования и экспериментальных данных, рассматривались различные варианты используемых калибровок, а оценка систематической неопределённости делалась, исходя из максимальной разницы между сравниваемыми версиями калибровочных констант. Можно сказать, что достигнут вполне ожидаемый результат. При улучшении

качества работы детектора и увеличении эффективности восстановления треков уменьшается возможная неопределённость определения эффективности событий.

Стоит отметить, что в течение эксперимента также определялось расположение места встречи пучков и контролировалось согласие распределений координаты средневзвешенной вершины события между моделированием и экспериментальными данными. Пример такого распределения показан на рисунке 4.9.

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dZ_{vertex}}$$

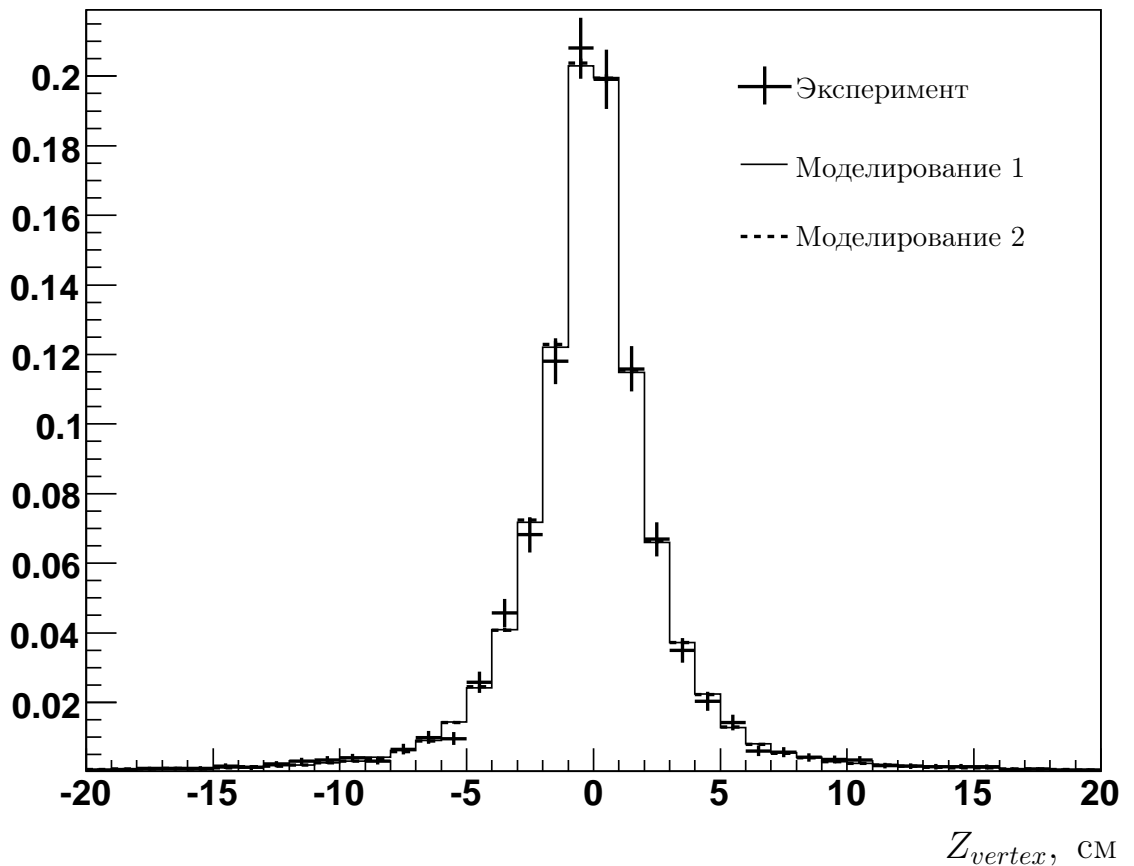


Рис. 4.9. Распределение средневзвешенной z-координаты вершины события в точке 15 (эксперимент 2011 г.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

Основной источник неопределённости, связанный с эффективностью триггера, относится к порогам срабатывания каналов калориметра, формирующих аргументы триггера. При вычислении результата, выдаваемого программным триггером, применявшемся при обработке моделирования и данных эксперимента, использовались значения порогов срабатывания каналов калориметра, для которых вероятность срабатывания аппаратного триггера заведомо близка к 100%. Вариации значений величин порогов многократно пре-

восходили их аппаратные ширины и составляли $30\% \div 40\%$ абсолютной величины, при этом изменение результата измерения R не превосходило 0.2% во всём диапазоне энергий эксперимента.

Ядерное взаимодействие в основной вариант моделирования осуществлялось программой GHEISHA [175], в качестве альтернативной версии использовалась программа FLUKA [176], реализация обоих вариантов включена в общее моделирование детектора в рамках пакета GEANT 3.21 [155]. Разница результатов применения двух моделей не превосходила 0.4% для диапазона энергий в системе центра масс от 1.84 до 3.05 ГэВ и была менее 0.2% выше 3.07 ГэВ. Указанные погрешности вошли в таблицы 4.1 и 4.2. В качестве примера, характеризующего в определённой мере точность описания ядерного взаимодействия, на рисунке 4.10 показано распределение числа частиц в адронных событиях. Наблюдается удовлетворительное согласие между моделированием и экспериментальными данными.

$$\frac{dN}{N}$$

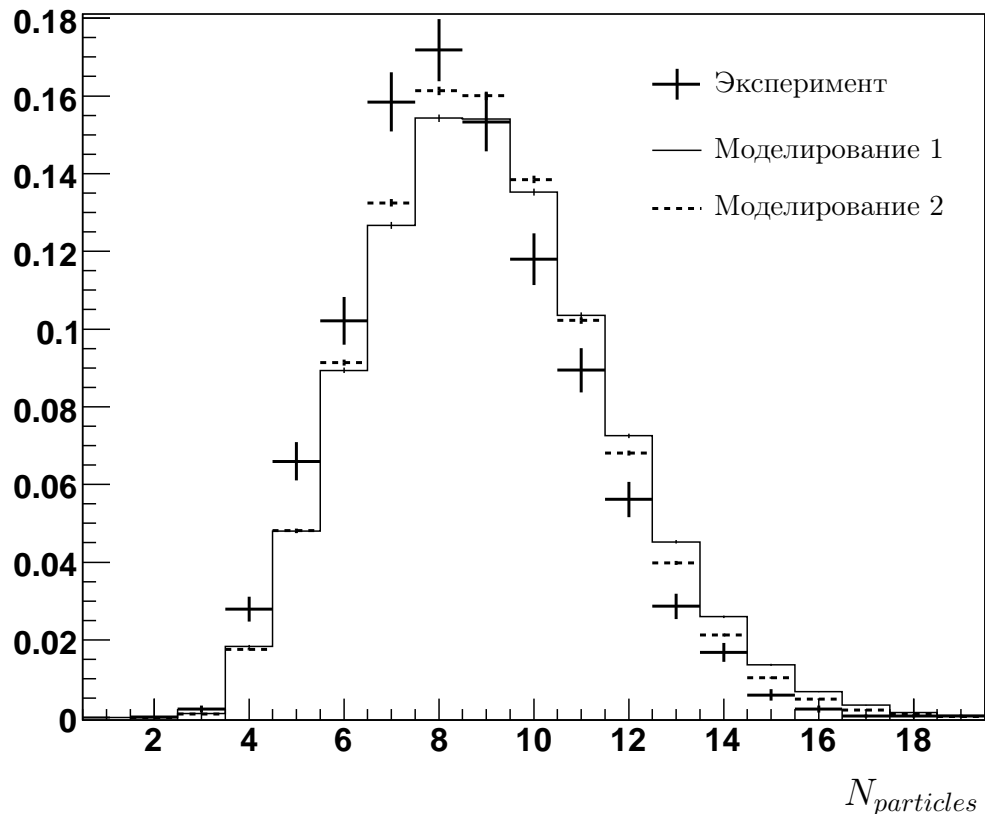


Рис. 4.10. Распределение числа частиц $N_{particles}$ в адронных событиях в точке 15 (эксперимент 2011 г.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

Практически в всём диапазоне энергий, в котором проводился эксперимент, вклад полностью нейтральных адронных событий, то есть событий, в которых отсутствуют заряженные частицы, пренебрежимо мал. В тоже время нельзя исключить возможности проявления систематической неопределённости, вызванной нейтральными событиями, с понижением энергии в системе центра масс и ростом вклада событий малой множественности. Для оценки вероятной неопределённости при обработке данных 2010 г. рассматривались события, прошедшие дополнительные условия отбора, представленные в таблице 4.9. Включение в анализ событий, прошедших «нейтральный» отбор, повышает эффективность регистрации адронных событий на 0.7%, при этом изменение величины R не превосходит 0.2%.

Таблица 4.9. Условия отбора для нейтральных адронных событий, объединённые по логическому «И».

Параметр (см. раздел 3.3)	Условие
	$N_{\text{particles}}^{\text{neutral}} \geq 3$, нет треков в ВД
E_{cal}	$> E_{\text{beam}}$
$E_{\text{cal}} - E_{\gamma}^{\text{max}}$	> 1.2 ГэВ (> 1.1 ГэВ, если $E_{\text{beam}} < 1.05$ ГэВ)
H_2/H_0	< 0.9
$E_{\text{LKr}}/E_{\text{cal}}$	> 0.5

В эксперименте 2010 г. точность измерение энергии системы центра масс была около 2 МэВ, наряду с этим при сканировании в широком диапазоне энергий значительно изменялась эффективность регистрации адронных событий с 42% на энергии 1.84 ГэВ до 73% при 3.05 ГэВ. Наличие перечисленных факторов приводит к систематической неопределённости вычисления значения R . Из линейной интерполяции эффективности как функции энергии системы центра масс можно получить оценку данной неопределённости, которая не превосходит 0.1% для всех рассматриваемых точек сканирования. В экспериментах 2011 г. и 2014-2015 гг. неопределённость, связанная с неточностью определения энергии, пренебрежимо мала.

Систематические неопределённости величины R , не рассмотренные ранее, оценивались, исходя из изменений результата при вариации условий отбора адронных событий. В таблице 4.10 приведены систематические погрешности, полученные указанным способом.

Таблица 4.10. Систематическая неопределённость величины R , полученная вариацией условий отбора адронных событий.

Эксперимент 2010 г.		
Параметр (см. раздел 3.3)	Вариация критериев отбора	Изменение R в %
E_{obs}	$> 1.3 \div 1.7$ ГэВ	0.3
$E_{\text{obs}} - E_{\gamma}^{\text{max}}$	$> 1.1 \div 1.4$ ГэВ	0.3
$E_{\gamma}^{\text{max}}/E_{\text{beam}}$	$< 0.6 \div 0.9$	0.3
E_{cal}	$> 0.5 \div 0.8$ ГэВ	0.2
H_2/H_0	$< 0.75 \div 0.92$	0.3
$ P_z^{\text{miss}}/E_{\text{obs}} $	$< 0.6 \div 0.8$	0.2
$E_{\text{LKr}}/E_{\text{cal}}$	$> 0.15 \div 0.25$	0.1
$ Z_{\text{vertex}} $	$< 12.0 \div 25.0$ см	0.2
Квадратичная сумма		0.7
Эксперимент 2011 г.		
E_{obs}	$> 1.4 \div 1.8$ ГэВ	0.3
$E_{\gamma}^{\text{max}}/E_{\text{beam}}$	$< 0.6 \div 0.9$	0.3
$E_{\text{cal}}^{\text{tot}}$	$> 0.5 \div 0.75$ ГэВ	0.2
H_2/H_0	$< 0.75 \div 0.9$	0.3
$ P_z^{\text{miss}}/E_{\text{obs}} $	$< 0.6 \div 0.8$	0.2
$E_{\text{LKr}}/E_{\text{cal}}^{\text{tot}}$	$> 0.15 \div 0.25$	0.1
$ Z_{\text{vertex}} $	$< 20.0 \div 15.0$ см	0.2
Квадратичная сумма		0.6
Эксперимент 2014-2015 гг.		
$N_{\text{particles}} \geq 3$ «ИЛИ» $\tilde{N}_{\text{track}}^{\text{IP}} \geq 2$	$N_{\text{particles}} \geq 4$ «ИЛИ» $\tilde{N}_{\text{track}}^{\text{IP}} \geq 2$	0.1
$N_{\text{track}}^{\text{IP}}$	≥ 1 или без условия	0.1
E_{obs}	$> 1.4 \div 1.8$ ГэВ	0.3
$E_{\gamma}^{\text{max}}/E_{\text{beam}}$	$< 0.6 \div 0.9$	0.3
E_{cal}	$> 0.5 \div 0.75$ ГэВ	0.2
H_2/H_0	$< 0.7 \div 0.93$	0.2
$ P_z^{\text{miss}}/E_{\text{obs}} $	$< 0.6 \div 0.8$	0.2
$E_{\text{LKr}}/E_{\text{cal}}$	$> 0.15 \div 0.25$	0.1
$ Z_{\text{vertex}} $	$< 20.0 \div 13.0$ см	0.2
Квадратичная сумма		0.6

4.5. Процедура усреднения результатов

При усреднении результатов измерения величины R в заданной точке по энергии отдельные измерения рассматриваются как независимые эксперименты, имеющие независимые статистические и частично коррелированные систематические ошибки. Най-

денные результаты усредняются с весами, учитывающими статистические погрешности и некоррелированные вклады систематических неопределённостей. Итоговая систематическая неопределённость результата содержит как коррелированную составляющую, так и вклад, вычисленный путём взвешивания некоррелированных систематических погрешностей отдельных измерений. Формальная процедура усреднения, ранее излагавшаяся в работах [49, 50], соответствует следующей последовательности математических операций:

$$\begin{aligned} \langle p \rangle &= \sum w_i \cdot p_i, & \sigma_{stat}^2 &= \sum w_i^2 \cdot \sigma_{stat,i}^2, \\ \sigma_{syst}^2 &= \sum w_i^2 \cdot (\sigma_{syst,i}^2 - \sigma_{syst,0}^2) + \sigma_{syst,0}^2, & (4.2) \\ w_i &\propto 1/(\sigma_{stat,i}^2 + \sigma_{syst,i}^2 - \sigma_{syst,0}^2), \end{aligned}$$

где p_i — усредняемая величина, полученная при разных экспериментах, w_i — вес, который включает статистическую ошибку и некоррелированную часть систематической неопределённости измеренной величины, $\sigma_{syst,0}$ — коррелированная часть систематической погрешности. Даже не вполне однозначное разделение полной ошибки на статистическую и систематическую составляющие имеет преимущество, по сравнению с приведением совокупной погрешности, поскольку полезно как для качественной оценки достоверности результата, так и при сравнении с результатами других измерений.

Определение корреляций систематических неопределённостей является сложной задачей, поэтому в неочевидных для экспертов случаях в качестве оценки коррелированной части выбиралось минимальное наблюдаемое (либо оценённое) значение погрешности, связанной с рассматриваемым источником неопределённости.

В полной мере процедура усреднения требовалась для результатов экспериментов 2011 г. и 2014-2015 гг. Суммарная коррелированная часть систематической погрешности для двух сканирований, выполненных в 2011 г. приведена в таблице 4.2. Основные вклад даёт корреляция измерения светимости 0.9%, моделирование континуума 1.3 ÷ 2.0% и точность определения эффективности восстановления треков 0.5%. Следующий вопрос, требующий рассмотрения, это коррелированная погрешность для результатов, полученных в 2011 г. и 2014-2015 гг. В таблице 4.11 представлены слагаемые, входящие в коррелированную погрешность, данных измерений. Самые значительный вклады в происходят из неточности генераторов событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, используемых при определении светимости и моделировании uds-континуума, которые соответственно составляют 0.4% и 0.9%.

Как и в случае рассмотрения корреляций измерений для заданной энергии можно оценить корреляции между измерениями внутри определённого диапазона энергии и, соответственно, между измерениями, выполненными в разных диапазонах энергий. Результаты оценок указанных коррелированных погрешностей приведены в таблице 4.12.

Таблица 4.11. Коррелированные систематические неопределённости R в экспериментах 2011 г. и 2014-2015 гг.

Источник неопределённости	Неопределённость в %
Светимость	
Вычисление сечения	0.4
Рад. поправка	
Аппр. П	$0.1 \div 0.3$
$\delta R_{uds}(s)$	$0.1 \div 0.2$
$\delta \varepsilon(s)$	0.2
Моделирование континуума	0.9
e^+e^-X процессы	0.1
l^+l^- процессы	0.2
Эффективность триггера	0.2
Ядерное взаимодействие	0.2
Квадратичная сумма	1.1

Таблица 4.12. Коррелированные систематические неопределённости величины R в %.

Источник неопределённости	Неопределённость в %	
	Эксперимент	
	2010 г.	2010 г. / 2011 г. и 2014-2015 гг.
Светимость		
Вычисление сечения	0.5	0.4
Отклик калориметра	0.7	-
Выставка калориметра	0.2	0.2
Рад. поправка		
Аппрокс. П	0.3	0.1
$\delta R_{uds}(s)$	0.2	0.2
$\delta \varepsilon(s)$	0.3	0.2
Моделирование континуума	1.2	$0.4 \div 0.8$
Восстановление	0.5	0.4
e^+e^-X процессы	0.2	0.1
l^+l^- процессы	0.3	0.2
Эффективность триггера	0.3	0.2
Ядерное взаимодействие	0.4	0.2
Квадратичная сумма	1.8	$0.8 \div 1.1$

При проведении численных расчётов с использованием экспериментально измеренных значений величины $R(s)$ в ряде случаев необходимо знать корреляционную матрицу ошибок. Построенная на основе результатов оценок систематических неопределённостей, обсуждаемых в настоящем разделе, корреляционная матрица систематических ошибок представлена в таблице 4.13.

Таблица 4.13. Корреляционная матрица систематических неопределённостей измерения величины R_{uds} , выполненного в эксперименте КЕДР 2010-2015 гг.

Точка	Корреляционная матрица																					
1	1	0.139	0.143	0.193	0.192	0.212	0.212	0.216	0.207	0.211	0.216	0.201	0.222	0.096	0.046	0.096	0.105	0.110	0.098	0.089	0.114	0.071
2		1	0.309	0.418	0.408	0.445	0.437	0.466	0.446	0.457	0.467	0.434	0.480	0.200	0.097	0.201	0.225	0.229	0.212	0.189	0.244	0.151
3			1	0.423	0.425	0.470	0.470	0.480	0.460	0.463	0.480	0.442	0.486	0.212	0.101	0.212	0.232	0.243	0.218	0.198	0.253	0.158
4				1	0.575	0.635	0.635	0.649	0.622	0.610	0.649	0.598	0.637	0.287	0.137	0.286	0.314	0.329	0.295	0.268	0.342	0.213
5					1	0.621	0.621	0.642	0.615	0.629	0.643	0.598	0.661	0.280	0.134	0.280	0.310	0.322	0.293	0.262	0.336	0.208
6						1	0.677	0.709	0.679	0.695	0.710	0.661	0.730	0.306	0.148	0.305	0.342	0.351	0.323	0.287	0.371	0.229
7							1	0.709	0.679	0.695	0.710	0.661	0.730	0.304	0.148	0.305	0.342	0.348	0.323	0.287	0.371	0.229
8								1	0.695	0.710	0.725	0.675	0.745	0.320	0.153	0.320	0.351	0.368	0.330	0.299	0.382	0.238
9									1	0.681	0.695	0.647	0.715	0.307	0.146	0.306	0.336	0.352	0.316	0.287	0.366	0.228
10										1	0.710	0.654	0.701	0.314	0.150	0.313	0.344	0.360	0.323	0.293	0.374	0.233
11											1	0.675	0.745	0.321	0.153	0.320	0.351	0.368	0.330	0.300	0.382	0.238
12												1	0.687	0.298	0.142	0.298	0.327	0.342	0.307	0.279	0.356	0.222
13													1	0.330	0.157	0.329	0.361	0.378	0.339	0.308	0.393	0.245
14														1	0.288	0.396	0.405	0.394	0.356	0.317	0.403	0.333
15															1	0.345	0.347	0.345	0.305	0.275	0.345	0.288
16																1	0.486	0.475	0.427	0.38	0.483	0.400
17																	1	0.486	0.427	0.387	0.486	0.405
18																		1	0.427	0.38	0.483	0.400
19																			1	0.340	0.427	0.356
20																				1	0.384	0.318
21																					1	0.403
22																						1

4.6. Результаты эксперимента по измерению R в диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ

При определении $R(s)$ учитывался прямой, не связанный с «радиационным хвостом» вклад J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, вычисленный аналитически на основании параметров, приведённых Particle Data Group [167]. Результаты аналитического расчёта показаны на рисунке 4.11. Ошибка определения данного вклада пренебрежимо мала по сравнению с погрешностями найденных значений $R_{uds}(s)$.

Результаты измерения зависимости $R(s)$ представлены в таблице 4.14. Усреднение измерений проведено в соответствии с процедурой, описанной в разделе 4.5. В таблице приведены величины R_{uds} и R для средневзвешенных значений энергий в системе центра масс, найденных путём усреднения с весом равным интегралу светимости, набранного при выполнении соответствующего измерения. Ниже 3.07 ГэВ точность измерения величины R лучше 3.9%, а выше 2.6%, при систематических неопределённостях

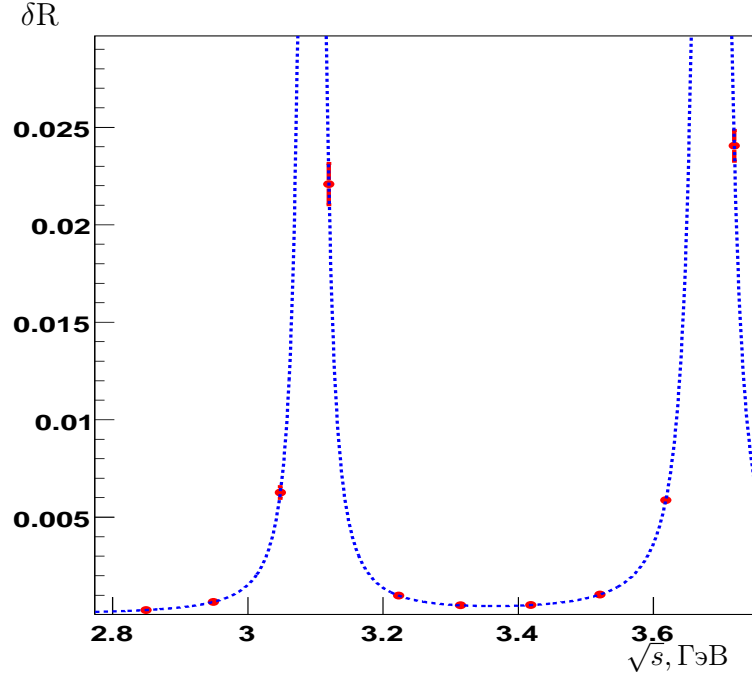


Рис. 4.11. Вклад J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов в величину $R(s)$.

2.4% и 1.9% соответственно. В диапазоне энергии от 3.07 до 3.72 ГэВ среднее значение $\bar{R}_{\text{uds}} = 2.204 \pm 0.014 \pm 0.026$, что примерно на одно стандартное отклонение выше ожидаемой согласно теории величины $R_{\text{uds}}^{\text{pQCD}} = 2.16 \pm 0.01$, вычисленной в рамках пертурбативной КХД [36] для $\alpha_s(m_\tau) = 0.331 \pm 0.013$, полученной из анализа полулептонных распадов τ -лептона[177]. В диапазоне энергии от 1.84 до 3.05 ГэВ средневзвешенное экспериментальное значение R_{uds} равно $2.225 \pm 0.020 \pm 0.047$ также согласуется с теоретическим расчётом, дающим 2.18 ± 0.02 .

В дополнение к приведённому сравнению можно проверить согласие совокупного результата эксперимента с теоретическими расчётами, рассматривая непосредственно величину $\alpha_s(s)$. Во втором порядке пертурбативной КХД (см. раздел 1.3)

$$R_{\text{uds}}(s) = 2 \times \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \frac{\alpha_s^2}{\pi^2} \times \left(\frac{365}{24} - 9\zeta_3 - \frac{11}{4} \right) \right), \quad (4.3)$$

где $\alpha_s(s)$ задаётся соотношением (см. раздел 1.2)

$$\alpha_s(s) = \frac{1}{b_0 t} \left(1 - \frac{b_1 l}{b_0^2 t} + \frac{b_1(l^2 - l - 1) + b_0 b_2}{b_0^4 t^2} + \frac{b_1^3(-2l^3 + 5l^2 + 4l - 1) - 6b_0 b_2 b_1 l + b_0^2 b^3}{2b_0^6 t^3} \right), \quad (4.4)$$

где $t = \ln \frac{s}{\Lambda^2}$, $l = \ln t$ являются функциями масштабного параметра Λ .

Для определения Λ , следует минимизировать функцию χ^2 , заданную равенством

$$\chi^2 = \sum_i \sum_j \left(R_{\text{uds}}^{\text{meas}}(s_i) - R_{\text{uds}}(s_i) \right) C_{ij}^{-1} \left(R_{\text{uds}}^{\text{meas}}(s_j) - R_{\text{uds}}(s_j) \right), \quad (4.5)$$

где $R_{\text{uds}}^{\text{meas}}(s_i)$ — значения величины R , измеренные в эксперименте при энергиях $\sqrt{s_i}$ в системе центра масс, а C_{ij}^{-1} коэффициенты инверсионной ковариационной матрицы, вычисленные с учётом статистических и систематических ошибок, а также матрицы корреляции систематических неопределённостей, приведённой в таблице 4.13.

Таблица 4.14. Итоговая таблица результатов экспериментов по измерению величины R .
Точка Энергия, МэВ $R_{\text{uds}}(s)\{R(s)\}$

Результаты эксперимента 2010 г.		
1	1841.0 ± 2	$2.226 \pm 0.139 \pm 0.158$
2	1937.0 ± 2	$2.141 \pm 0.081 \pm 0.073$
3	2037.3 ± 2	$2.238 \pm 0.068 \pm 0.072$
4	2135.7 ± 2	$2.275 \pm 0.072 \pm 0.055$
5	2239.2 ± 2	$2.208 \pm 0.069 \pm 0.053$
6	2339.5 ± 2	$2.194 \pm 0.064 \pm 0.048$
7	2444.1 ± 2	$2.175 \pm 0.067 \pm 0.048$
8	2542.6 ± 2	$2.222 \pm 0.070 \pm 0.047$
9	2644.8 ± 2	$2.220 \pm 0.069 \pm 0.049$
10	2744.6 ± 2	$2.269 \pm 0.065 \pm 0.050$
11	2849.7 ± 2	$2.223 \pm 0.065 \pm 0.047$
12	2948.9 ± 2	$2.234 \pm 0.064 \pm 0.051$
13	3048.1 ± 2	$2.278 \pm 0.075 \pm 0.048$
Результаты, полученные на основе экспериментов 2011 г. и 2014-2015 гг.		
14	3076.7 ± 0.2	$2.188 \pm 0.056 \pm 0.042$
15	3119.6 ± 0.4	$2.212\{2.235\} \pm 0.042 \pm 0.049$
16	3222.5 ± 0.8	$2.194\{2.195\} \pm 0.040 \pm 0.035$
17	3314.7 ± 0.6	$2.219\{2.219\} \pm 0.035 \pm 0.035$
18	3418.3 ± 0.3	$2.185\{2.185\} \pm 0.032 \pm 0.035$
19	3499.6 ± 0.4	$2.224\{2.224\} \pm 0.054 \pm 0.040$
20	3520.8 ± 0.4	$2.200\{2.201\} \pm 0.050 \pm 0.044$
21	3618.2 ± 1.0	$2.212\{2.218\} \pm 0.038 \pm 0.035$
22	3719.4 ± 0.7	$2.204\{2.228\} \pm 0.039 \pm 0.042$

Результат подгонки $\Lambda = 0.361_{-0.174}^{+0.155}$ ГэВ соответствует $\alpha_s(m_\tau) = 0.332_{-0.092}^{+0.100}$, рассмотрение следующего порядка разложения R_{uds} приводит к $\Lambda = 0.437_{-0.215}^{+0.210}$ ГэВ и $\alpha_s(m_\tau) = 0.378_{-0.120}^{+0.173}$. Таким образом, можно сделать вывод о согласии экспериментальных результатов эксперимента КЕДР с результатом для $\alpha_s(m_\tau)$, полученным в полулептонных распадах.

Результаты измерения величины $R(s)$ представлены на рисунке 4.12 совместно с данными предыдущих экспериментов. Кроме того, следует отметить, что в области энергий вблизи 2 ГэВ результаты настоящего эксперимента хорошо согласуются с данными анализа эксклюзивных адронных процессов [178], что показано на рисунке 4.13.

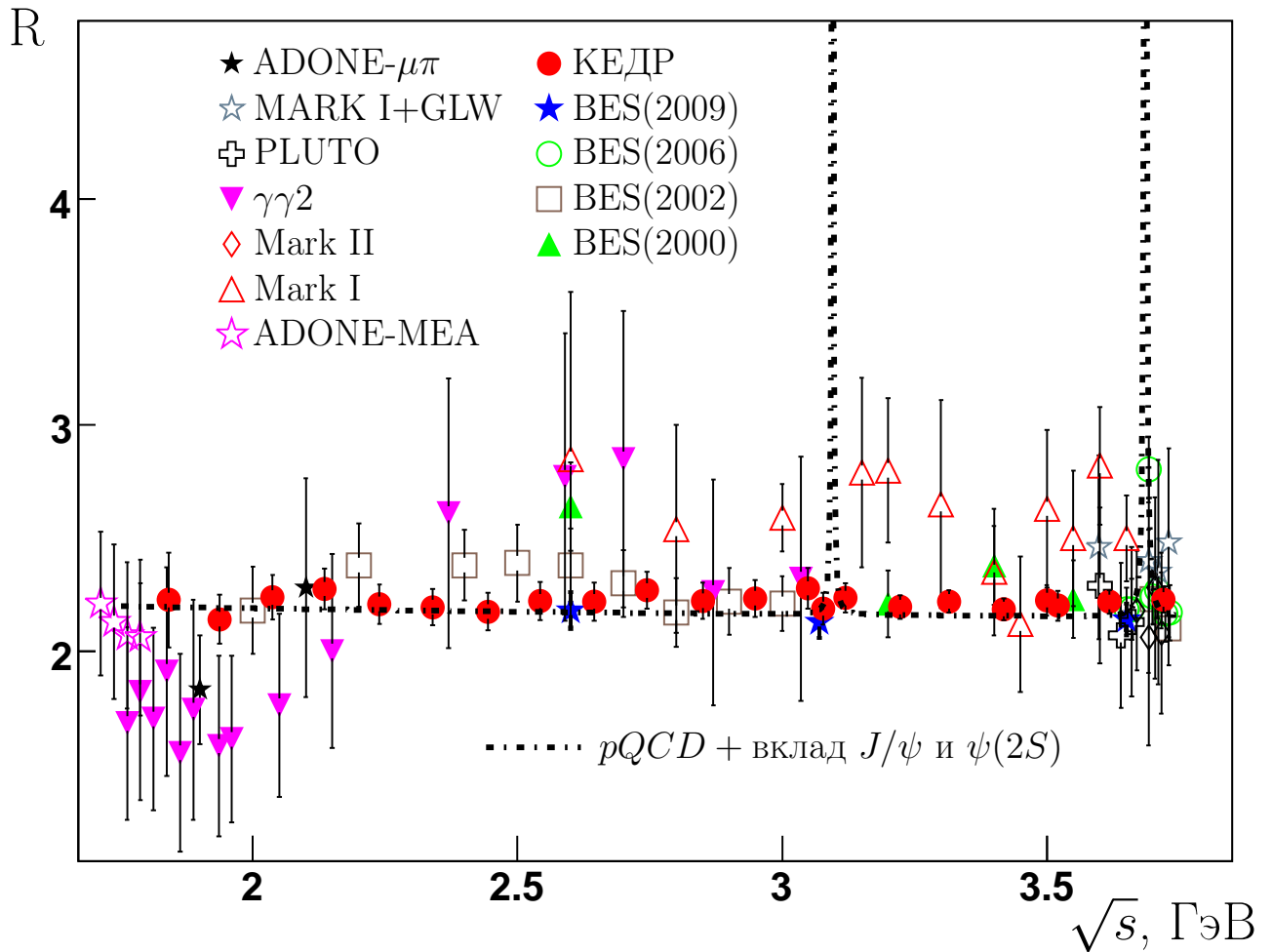


Рис. 4.12. Величина $R(s)$, измеренная в эксперименте с детектором KEДР на ускорительном комплексе ВЭПП-4М, в сравнении с результатами других экспериментов и расчётом, выполненным в рамках пертурбативной КХД и учитывающим вклад узких резонансов.

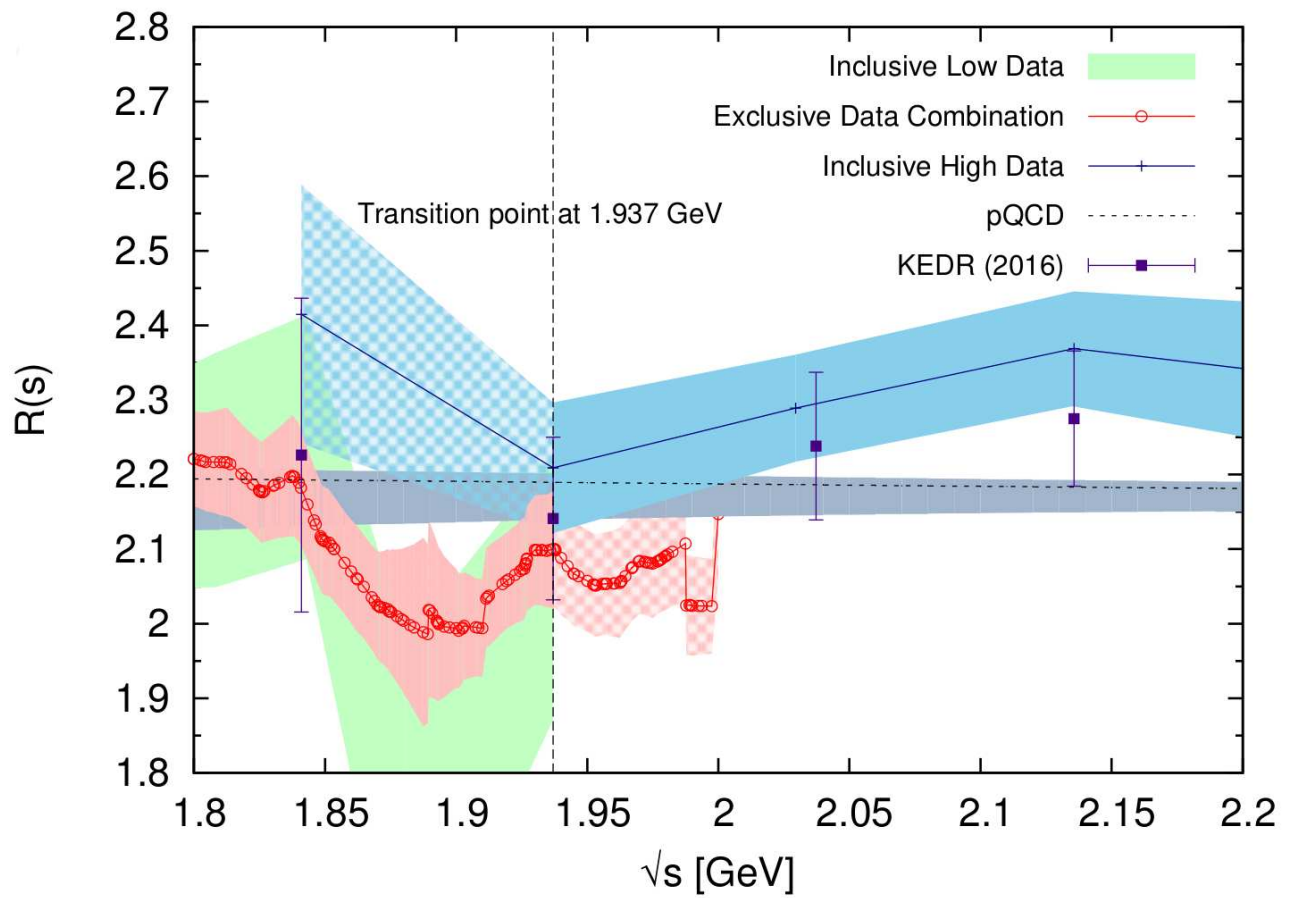


Рис. 4.13. Величина R в зависимости от энергии (в ГэВ), измеренная в эксперименте с детектором КЕДР на ускорительном комплексе ВЭПП-4М, в сравнении с суммой сечений эксклюзивных процессов. Рисунок взят из работы [178].

Глава 5

Определение величины произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов

В настоящей главе обсуждаются эксперименты по измерению с высокой точностью одного из параметров J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, а именно произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны [50, 141]. Величина $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ $\psi(2S)$ -мезона была измерена автором диссертационной работы, аналогичный результат для J/ψ -мезона был получен Т. А. Харламовой под его непосредственным научным руководством.

5.1. Отбор событий и измерение светимости

Эксперименты по измерению параметров $\psi(2S)$ - и J/ψ -резонансов проводились в разное время при различном состоянии систем детектора, что учитывалось при выборе критериев отбора адронных событий и методов измерения светимости. Основные особенности связаны с неполной готовностью электроники жидко-криптонового калориметра в 2004 году и отключением существенной части ДК в 2006 году. Следует также отметить, что в эксперименте по определению параметров J/ψ -резонанса относительная величина светимости находилась с использованием данных мониторов ОТИ (см. разделы 2.7 и 5.4), стабильно отработавших в течение всего двухнедельного сканирования, что позволило значительно уменьшить вклад статистической ошибки измерения светимости в погрешность измерения величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h(J/\psi)$.

Также как и в случае с измерением величины R , чтобы гарантировать стабильность эффективности регистрации, все каналы электроники, имевшие проблемы в течение нескольких экспериментальных заходов, были исключены из обработки, а относительные эффективности регистрации событий находились из полного моделирования в каждой точке по энергии.

5.1.1. Отбор адронных событий

Условия триггера при сканировании J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов были аналогичны условиям, описанным в разделе 3.3.1, с той разницей, что до 2006 года в первичном триггере отсутствовал сигнал LКг-калориметра, а во время сканирования J/ψ -резонанса в 2005 году при формировании сигнала первичного триггера для подавления фоновых

событий использовался аргумент АВГ, соответствующий антисовпадению сигналов от ближайших к оси пучков кристаллов CsI.

Эффективность срабатывания триггера, полученная моделированием многоадронных распадов $\psi(2S)$, составляет 91% в сканированиях, выполненных в 2004 году, и 96% в сканировании 2006 года. В эксперименте по измерению параметров J/ψ -резонанса эффективность срабатывания триггера составляла 91%, относительно низкое значение связано с применением в триггере аргумента АВГ.

Для отбора адронных событий на статистике $\psi(2S)$ -резонанса 2004 года применялись следующие условия:

- число заряженных треков больше либо равно трём,
- число исходящих из общей вершины в области места встречи ($\rho < 7$ мм, $|z| < 13$ см) заряженных треков больше либо равно двум,
- параметр сферичности события S больше 0.05.

Здесь ρ — прицельный параметр, z — координата точки на треке ближайшей к оси пучков.

Сферичность S события вычислялась по восстановленным трекам заряженных частиц согласно определению

$$S = \frac{3}{2} \min \frac{\sum p_{\perp,i}^2}{\sum p_i^2}, \quad (5.1)$$

где p_i — импульс i -ой частицы, а $p_{\perp,i}$ её поперечный импульс относительно оси, направление которой находится из условия минимума суммы поперечных импульсов. Альтернативное определение сферичности можно найти в работе [158].

Эффективность регистрации событий распадов $\psi(2S)$ при данных условиях, определённая по моделированию, составляет 63%.

Далее введены обозначения: N_{trk}^{IP} — число треков из общей точки в области встречи. N_{xy}^{IP} — число треков из общей вершины в xy -плоскости в области встречи встречи при $\rho < 7$ мм. Первый из этих параметров чувствителен к сбоям реконструкции при восстановлении z -проекции трека, на него следует накладывать более мягкие условия.

В сканировании $\psi(2S)$ -резонанса 2006 года использовались два альтернативных отбора. Критерии основного отбора:

- 1) $N_{trk}^{IP} \geq 1$ «И» $N_{xy}^{IP} \geq 2$,
- 2) ≥ 3 заряженных треков, либо два трека, имеющих расколлинеарность по углу не менее 35° градусов,
- 3) фотон с энергией больше 100 МэВ,
- 4) $S > 0.05$,
- 5) суммарное энерговыделение в калориметре больше 450 МэВ.

Как видно из распределений по сферичности, представленных на рисунках 5.1, ограничение на сферичность эффективно подавляет фон от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. Подавляется также часть ускорительного фона. При этом отбрасывается часть событий каскадного распада $\psi(2S) \rightarrow J/\psi + \text{нейтралы}$ при распаде J/ψ на две заряженные частицы, формирующих подъём распределения при малых значениях S в адронном канале.

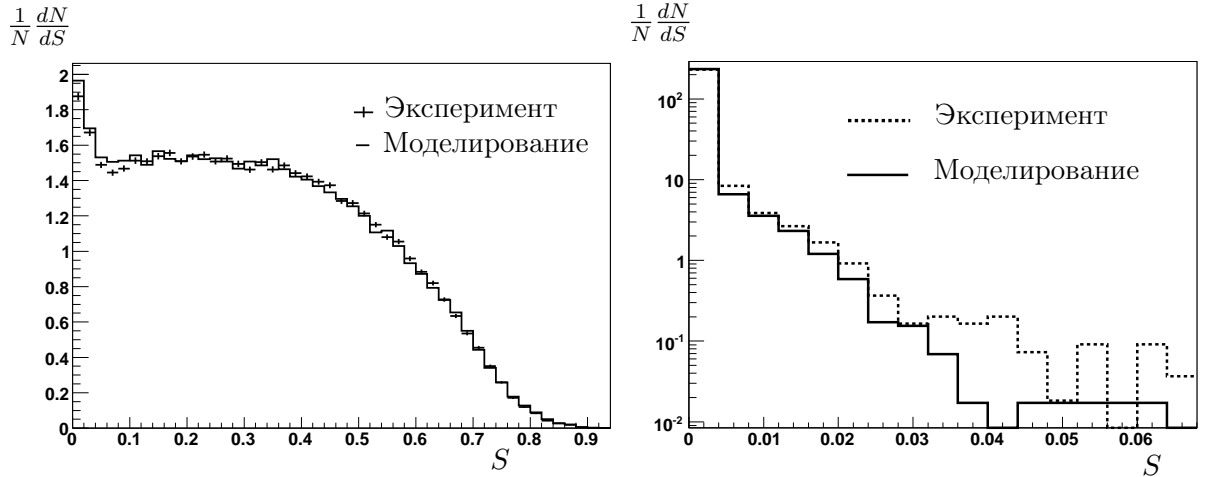


Рис. 5.1. Распределение по сферичности для событий $\psi(2S) \rightarrow \text{адроны}$ (слева) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ (справа). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.

Для проверки связанных с этим систематических погрешностей в третьем сканировании использовался альтернативный отбор, критерии которого перечислены ниже:

- 1) суммарное энерговыделение в калориметре больше 450 МэВ,
- 2) сферичность события больше 0.03, либо треков, не давших ливень в калориметре, два и более. Наличие ливня определялось выполнением условия на отношение энерговыделение в калориметра к импульсу частицы $E/p > 0.7$.
- 3)

$$- N_{trk}^{IP} \geq 1 \text{ «И» } N_{xy}^{IP} \geq 2,$$

– более четырёх кластеров с энергией больше 60 МэВ.

«ИЛИ»

$$- N_{trk}^{IP} \geq 2 \text{ «ИЛИ» } N_{xy}^{IP} \geq 3,$$

– более трёх кластеров с энергией больше 60 МэВ.

«ИЛИ»

$$- N_{trk}^{IP} \geq 3 \text{ «ИЛИ» } N_{xy}^{IP} \geq 4,$$

- три кластера с энергией больше 60 МэВ,
- ≥ 2 кластеров с энергией больше 60 МэВ в LКг калориметре.

«ИЛИ»

- $N_{trk}^{IP} \geq 4$,
- два кластера с энергией больше 60 МэВ.

Основной отбор, применявшийся к статистике 2006 года, имеет эффективность 72%, альтернативный 71%, а их комбинация по «ИЛИ» — 79%.

Условия отбора адронных событий, применявшиеся при анализе данных сканирования J/ψ -резонанса в 2005 года, приведены в таблице 5.1.

Таблица 5.1. Критерии отбора адронных событий, объединённых по «И», используемые при анализе данных 2005 г., набранных в ходе сканирования J/ψ -резонанса.

Параметр	Допустимый диапазон значений
$N_{\text{particles}}$	≥ 3
N_{trk}^{IP}	≥ 1 (поперечный импульс каждого трека больше 100 МэВ)
E_{cal}	> 0.7 ГэВ «И» < 2.5 ГэВ
$E_{\text{LKr}}/E_{\text{cal}}$	> 0.15
H_2/H_0	< 0.9

Для подавления космических событий в дополнение к вышперечисленным условиям во всех сканированиях использовалась мюонная система совместно с время-пролётной системой в соответствии с описанием, приведённым в разделе 3.3.1.

Выбранные условия отбора дают возможность пренебречь фоном от физических процессов, сечение которых меняется с энергией по закону, отличному от $1/s$. В частности, вклад в наблюдаемое сечение регистрации двухфотонных процессов не превосходит 0.1% от нерезонансного адронного сечения в области $\psi(2S)$.

5.1.2. Вклад пучкового фона

Для определения вклада пучкового фона при выбранных условиях отбора как в сканированиях $\psi(2S)$ -резонанса, так и при сканировании J/ψ -резонанса, использовался метод, описанный в разделе 3.6, базирующийся на экспериментальных данных, записанных при разведённых пучках. Основное значение в указанном способе вычислений

имели интеграл тока и давление остаточного газа. Определённая таким образом величина пучкового фон составляет около 0.4% от сечения uds -континуума в области $\psi(2S)$ для первых двух сканирований $\psi(2S)$ -резонанса. В третьем сканировании $\psi(2S)$ -резонанса вклад пучкового фона имеет характерное значение 2% и достигает 3.6% величины сечения подложки $\psi(2S)$ для отдельных групп заходов.

Возможные систематическая погрешности метода связаны с разницей настроек ВЭПП-4 при работе со сведёнными и разведёнными пучками и различием времени жизни из-за эффектов встречи. Чтобы проверить возможную погрешность метода, при анализе данных 2006 г. использовался альтернативный способ оценки числа фоновых событий, который заключался в следующем: определялись формы распределений z -вершины события на моделировании и для событий, отобранных на фоновых заходах, затем экспериментальная гистограмма распределения z -вершины события в заходах вне $\psi(2S)$ -резонанса. По найденным амплитудам вычислялась доля фоновых событий.

При реализации второго способа определения пучкового фона строилась гистограмма z -вершины события на моделировании (рисунок 5.2), которая подгонялась распределением Гаусса с изменяющимся в зависимости от z разбросом:

$$f_{sim}(z) = p_0 \cdot e^{-\frac{(z-p_1)^2}{2p_2 \cdot (z^2+p_4^2)^{2p_3}}}, \quad (5.2)$$

где p_i — параметры подгонки.

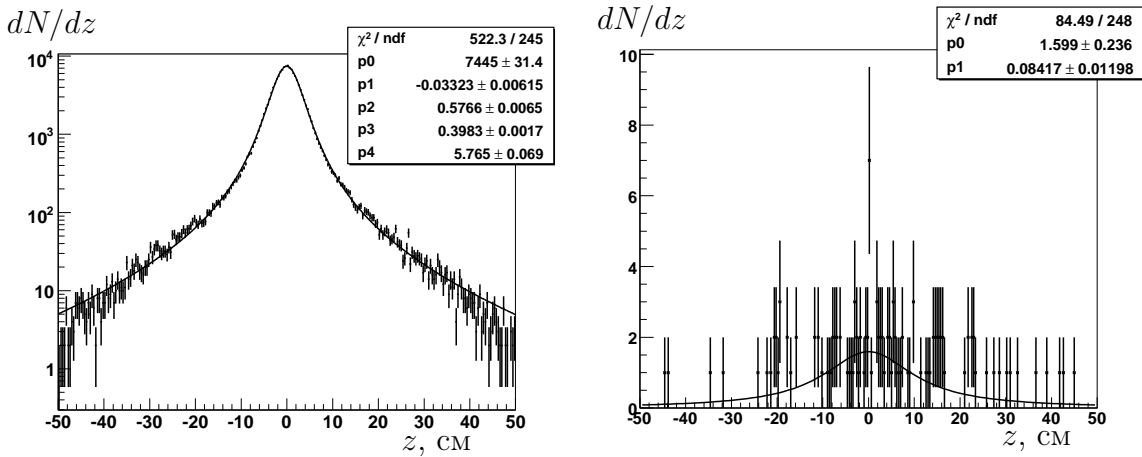


Рис. 5.2. Распределение z -вершины для моделирования (слева) и событий, отобранных в фоновых заходах. Кривые соответствуют аппроксимациям 5.2 и 5.3. N — число событий в гистограмме.

Распределение по z для фоновых событий подгонялось функцией

$$f_{bg}(z, p_0, p_1) = \frac{p_0}{1 + (p_1 z)^2}. \quad (5.3)$$

Сумма $f_{exp}(z) = f_{sim}(z, p_0, p_1) + f_{bg}(z, p_5)$ использовалась для подгонки распределения по z для событий, отобранных в экспериментальных заходах (рисунок 5.3). Оценка величины фона, определённая по распределению z -вершины, составляет $1.8 \pm 0.4\%$ от сечения подложки $\psi(2S)$, что хорошо согласуется с результатом, полученным в рамках основного метода.

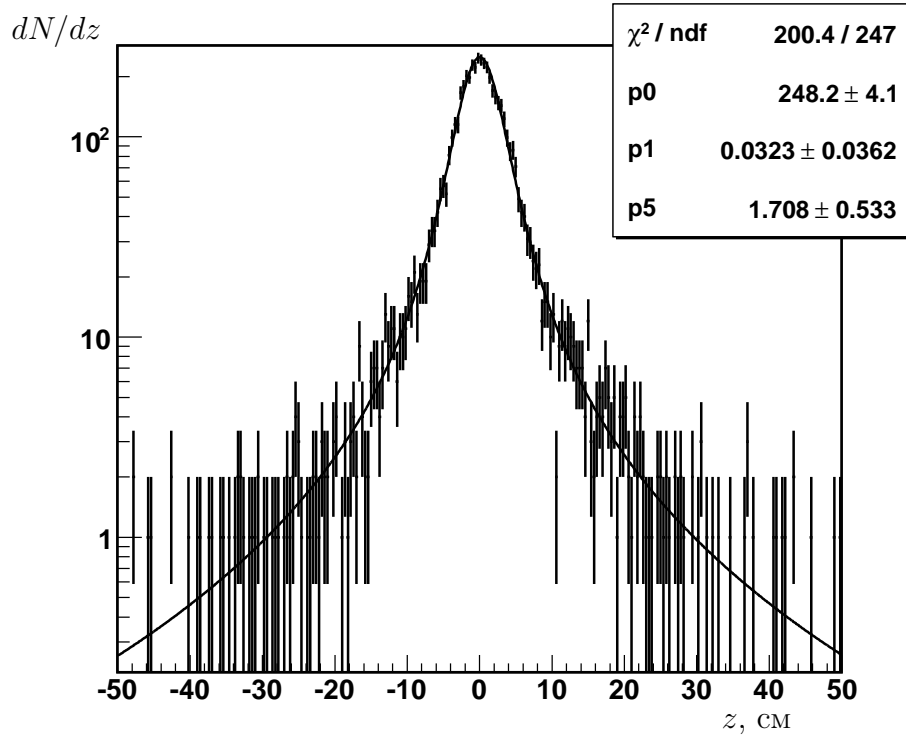


Рис. 5.3. Распределение по координате z для событий, отобранных в экспериментальных заходах. Кривая соответствует подгонке распределения. N — число событий в гистограмме.

Систематическая неопределённость величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ $\psi(2S)$ -резонанса, связанная с данным пучковым фоном при выбранных условиях отбора не более 0.1%. Для более мягких условий отбора адронных событий, использовавшихся при сканировании J/ψ -резонанса вклад пучкового фона составлял 9 ± 3 нб. Соответствующая систематическая неопределённость, вносимая в значение $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ J/ψ -резонанса, не превосходит 0.2%.

5.1.3. Измерение светимости

Как уже отмечалось в разделе 3.3.2, для прецизионного измерения светимости в экспериментах с детектором КЕДР используются события e^+e^- -рассеяния.

В первых двух сканированиях $\psi(2S)$ -резонанса восстановление таких событий основывалось на информации CsI-калориметра, поскольку электроника жидко-криптонового калориметра была не готова к работе. Во время третьего сканирования $\psi(2S)$ -резонанса работали оба калориметра, но в анализе использовались, главным образом, данные жидко-криптоновый калориметра, как более стабильной системы. При определении светимости в эксперименте по измерению параметров J/ψ -резонанса использовался только LKr-калориметр.

При анализе экспериментальных данных, набранных при сканировании $\psi(2S)$ -резонанса, для отбора событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ в калориметре требовалось:

- 1) два кластера с энергией более 450 ГэВ каждый;
- 2) сумма энергий этих кластеров больше 2.0 ГэВ;
- 3) выделившаяся в калориметре энергия, не приписанная двум рассматриваемым кластерам, не превышает 10% от полного энерговыделения;
- 4) не больше трёх треков из области места встречи;
- 5) менее трёх дополнительных кластеров с энергией более 40 МэВ;
- 6) менее двух дополнительных кластеров с энергией более 80 МэВ.

Дополнительно в CsI-калориметре требовалось:

- 1) расстояние от оси пучков до центра одного из восстановленных кластеров лежит в диапазоне от 32 до 54 см, что примерно соответствует полярным углам 20° и 31° ;
- 2) расколлинеарность по полярному углу θ не превышает 7° , расколлинеарность по азимутальному углу ϕ не более 18° ;
- 3) наличие более 5 сработавших трубочек в вершинном детекторе, либо хотя бы один восстановленный трек.

В отличие от анализа событий процесса e^+e^- -рассеяния в LKr-калориметре, где использовалась трековая система, угол каждого восстановленного кластера определялся по данным CsI-калориметра.

При отборе событий по LKr-калориметру требовалось:

- 1) один из восстановленных кластеров лежит в диапазоне углов от 40° до 140° от оси пучков;
- 2) расколлинеарность по θ не превышает 15° , расколлинеарность по ϕ не более 15° ;
- 3) хотя бы один трек с привязкой к кластеру калориметра из места встречи;
- 4) хотя бы два трека из места встречи в $xу$ -проекции;
- 5) сферичность события по заряженным трекам менее 0.05.

Фон от распадов $\psi(2S)$ не превышал 0.3% для каждого из отборов. Адронные распады $\psi(2S)$, удовлетворяющие перечисленным условиям отбора, принимались во внимание

при подгонке резонанса $\psi(2S)$ (см. раздел 5.3). Ошибка в светимости, связанная с процессами $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-(\gamma)$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, не превосходит 0.1% и в основном обусловлена примесью процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

В эксперименте по определению параметров J/ψ -резонанса при отборе событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ по LKr-калориметру требовалось:

- 1) два восстановленных кластера в диапазоне от 40° до 140° от оси пучков с энергией каждого $E_{1,2}$ больше 700 МэВ;
- 2) расколлинearность по θ не превышает 15° , расколлинearность по ϕ не более 15° ;
- 3) сферичность события по заряженным трекам менее 0.05;
- 4) $2 \leq N_{trk}^{IP} \leq 3$ (поперечный импульс каждого трека больше 100 МэВ).

Кроме перечисленных условий для подавления фона от космических событий использовались те же критерии, как и в случае отбора многоадронных событий. Состояние ДК в 2005 году позволяло использовать более жёсткие критерии на число треков, что в свою очередь уменьшает вклад фоновых событий в наблюдаемое число событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$. Таким образом, систематическая неопределённость определения светимости, связанная, в частности, с примесью процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, пренебрежимо мала.

Для описания сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ использовалось выражение, включающее вклад узких резонансов с учётом интерференции, как это описано в разделе 3.3.2.

5.2. Сравнение экспериментальных данных и результатов моделирования

Подробности, связанные с моделированием исследуемых процессов, приведены в разделе 3.4. Сравнение некоторых распределений моделирования процессов $\psi(2S) \rightarrow$ адроны и $J/\psi \rightarrow$ адроны с экспериментальными данными представлено на рисунках 5.4 (см. также рисунок 5.1) и 5.5. При получении экспериментальных распределений вклад континуума вычитался из данных, набранных в пике соответствующего резонанса.

В приведённых распределениях наблюдается хорошее согласие между экспериментальными данными и моделированием. Распределений, в которых имеется существенное отличие, не было выявлено.

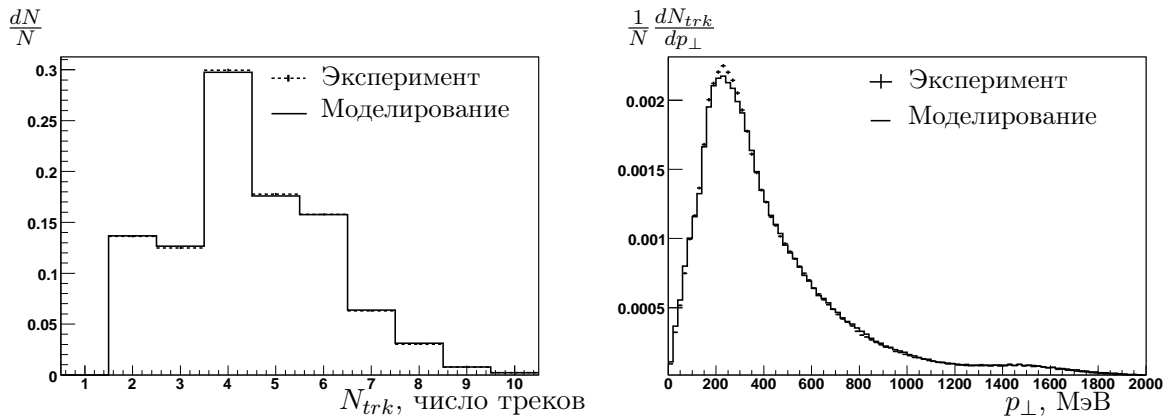


Рис. 5.4. Свойства адронных событий в процессе $\psi(2S) \rightarrow \text{адроны}$. Здесь N — полное число событий в гистограмме, а p_{\perp} — поперечный к оси пучков импульс трека в восстановленном событии. Все распределения нормированы.

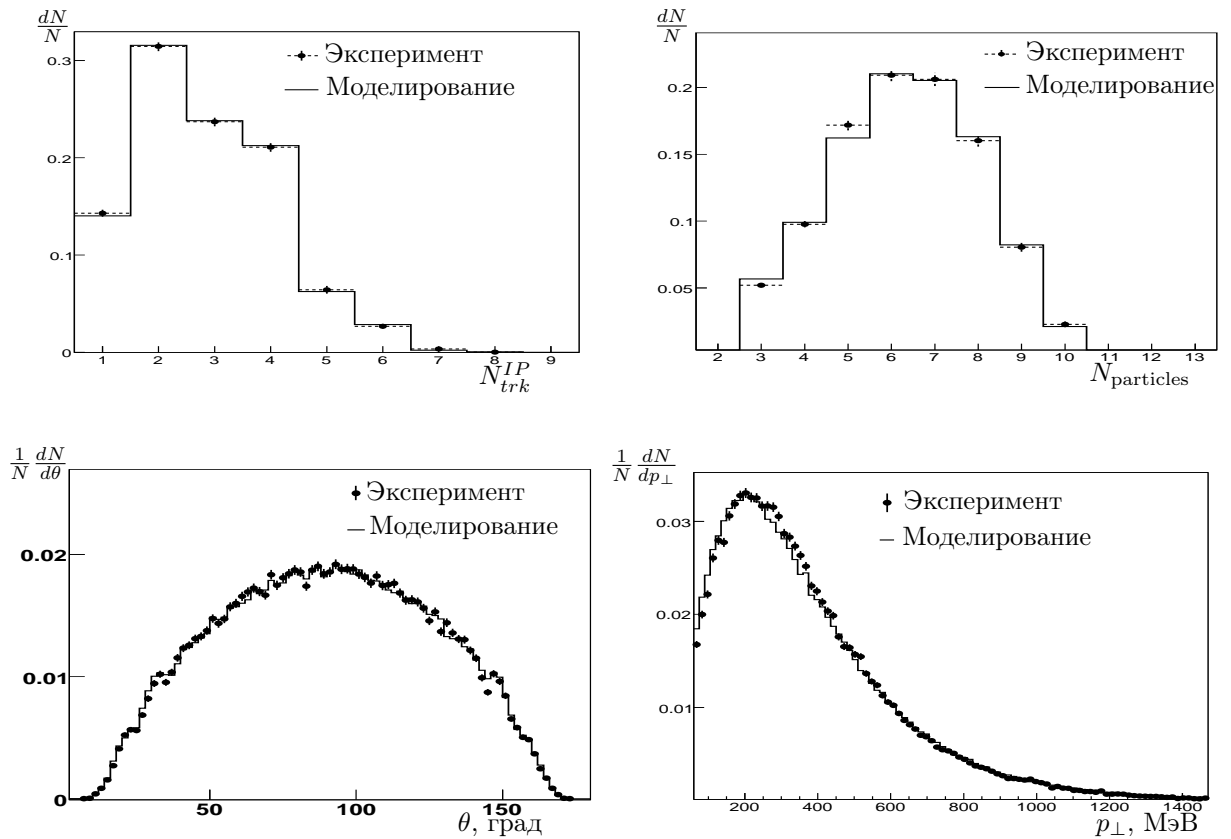


Рис. 5.5. Свойства адронных событий в процессе $J/\psi \rightarrow \text{адроны}$. Здесь N — полное число событий в гистограмме, p_{\perp} — поперечный к оси пучков импульс трека, θ — полярный угол трека, а $N_{particles}$ — число частиц восстановленного события. Все распределения нормированы.

5.3. Процедура и результаты подгонки сечения в области $\psi(2S)$ -резонанса

В течение эксперимента каждому заходу по результатам интерполяции калибровок МРД приписывалась энергия сталкивающихся пучков W . При обработке близкие по энергии заходы объединялись, энергия точки W_i определялась взвешиванием энергий заходов с весом пропорциональным набранной светимости. Для каждой точки i подсчитывалось число адронных событий N_i и число событий Баба-рассеяния n_i .

Определение параметров $\psi(2S)$ -резонанса осуществлялось путём минимизации функции правдоподобия

$$-2 \ln \mathcal{L} = 2 \sum_i \left[N_i^{\text{obs}} \ln \left(\frac{N_i^{\text{obs}}}{N_i^{\text{exp}}} \right) + N_i^{\text{exp}} - N_i^{\text{obs}} + n_i^{\text{obs}} \ln \left(\frac{n_i^{\text{obs}}}{n_i^{\text{exp}}} \right) + n_i^{\text{exp}} - n_i^{\text{obs}} \right], \quad (5.4)$$

где $n_i^{\text{exp(ops)}}$ и $N_i^{\text{exp(ops)}}$ ожидаемые и наблюдавшиеся числа событий Баба-рассеяния и адронных событий в точке i . Ожидаемые числа событий вычислены следующим образом:

$$\begin{aligned} N_i^{\text{exp}} &= \sigma_{\text{hadr}}(W_i) \cdot L_i, \\ n_i^{\text{exp}} &= \sigma_{e^+e^-}(W_i) \cdot L_i, \end{aligned} \quad (5.5)$$

где интегральные светимости L_i будут определены ниже, а сечения σ_{hadr} и $\sigma_{e^+e^-}$ находятся из соотношений:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{hadr}} &= \sigma_{mh}^{\text{obs}}(W_i) + \varepsilon_{e^+e^-(\text{hadr})} \sigma_{e^+e^-}^{\text{obs}}(W_i), \\ \sigma_{e^+e^-} &= \sigma_{e^+e^-}^{\text{obs}}(W_i) + \varepsilon_{\text{hadr}(e^+e^-)} \sigma_{mh}^{\text{obs}}(W_i), \end{aligned} \quad (5.6)$$

$\sigma_{\psi(2S)}^{\text{obs}}(W_i)$ и $\sigma_{e^+e^-}^{\text{obs}}(W_i)$ вычислялись согласно (1.53) и интегрированием(1.55) с учётом энергетического разброса σ_W в системе центра масс системы. Эффективности регистрации, входящие в формулы, определялись для каждой точки по моделированию с учётом состояния детектора, аналогично находились перекрёстные эффективности $\varepsilon_{e^+e^-(\text{hadr})}$ и $\varepsilon_{\text{hadr}(e^+e^-)}$, являющиеся вероятностями принять событие $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ за адронное и наоборот. Значения $\varepsilon_{e^+e^-(\text{hadr})}$ составляли 0.006% и 0.37% соответственно для первых двух и третьего сканирования. Аналогично значения $\varepsilon_{\text{hadr}(e^+e^-)}$ составляли 0.03% и 0.25%.

Требую минимум функции правдоподобия по параметру интегральной светимости L_i в каждой точке $\partial \ln \mathcal{L} / \partial L_i = 0$, получаем

$$L_i = \frac{N_i^{\text{obs}} + n_i^{\text{obs}}}{\sigma_{\text{hadr}} + \sigma_{e^+e^-}}. \quad (5.7)$$

Совместное использование функции правдоподобия для адронных событий и событий Баба-рассеяния при подгонке позволяет корректно оценить статистические ошибки искомых параметров. Подгонка в области $\psi(2S)$ осуществлялась для каждого сканирования независимо. Свободными параметрами являлись масса, произведение $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, энергетический разброс σ_W и величина подложки R_{uds} . Экспериментальные точки и кривые подгонки представлены на рисунке 5.6. Основные результаты подгонки приведены в таблице 5.2.

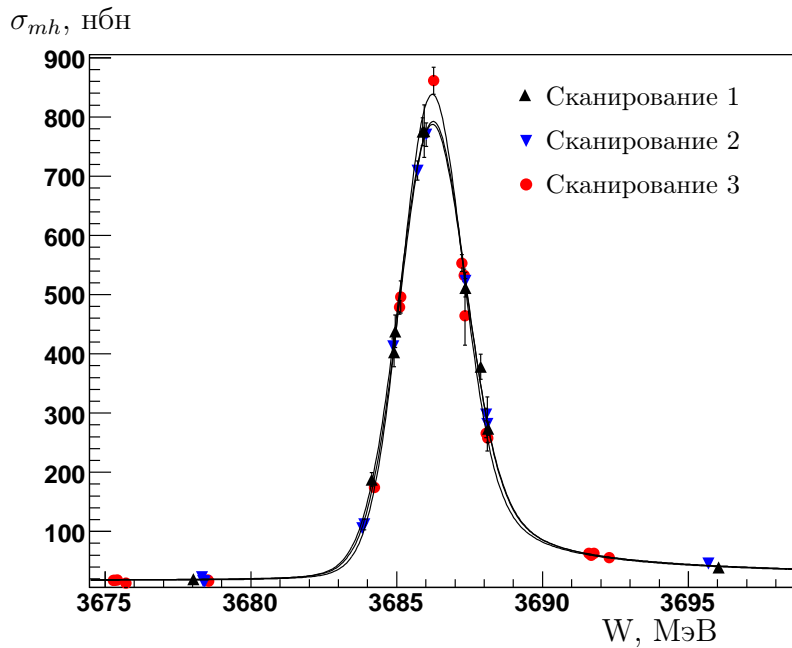


Рис. 5.6. Адронное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в зависимости от энергии для трёх сканирований $\psi(2S)$. Экспериментальные данные приведены с поправкой на эффективность восстановления событий, полученной из моделирования. Кривые — результаты подгонки. Разница между сканированиями связана с различной в трёх сканированиях величиной энергетического разброса, которая соответственно равна $\sigma_W = 1.08 \pm 0.02$, $\sigma_W = 1.06 \pm 0.01$ и $\sigma_W = 0.98 \pm 0.01$ МэВ.

Таблица 5.2. Результаты подгонки сканирований $\psi(2S)$. Приведены только статистические ошибки.

	M , МэВ	$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, кэВ	$P(\chi^2)$, %
Сканирование 1	3686.102 ± 0.018	2.258 ± 0.033	15.8
Сканирование 2	3686.130 ± 0.013	2.229 ± 0.024	29.5
Сканирование 3	3686.108 ± 0.010	2.226 ± 0.022	79.5

Формулы для расчёта сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \rightarrow \text{адроны}$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ содержат полную и лептонную ширину, которые могут быть получены из измеряемой величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ с использованием вероятностей распадов $\psi(2S)$ в лептоны и адроны [179], определённых в экспериментах, исследовавших эксклюзивные моды распада $\psi(2S)$. Описанный выше метод подгонки требует итераций, на практике для вычисления параметров $\psi(2S)$ достаточно выполнить один повтор процедуры подгонки. Разница между последующими итерациями пренебрежимо мала по сравнению с другими систематическими неопределённостями.

5.4. Процедура и результаты подгонки сечения в области J/ψ -резонанса

Процедура подгонки наблюдаемого сечения J/ψ -резонанса отличалась от описанного ранее анализа сечения $\psi(2S)$ -резонанса, поскольку для определения относительной светимости использовался монитор ОТИ (см. раздел 2.7), а коэффициент, позволяющий определить абсолютную величину светимости в каждой точке с учётом числа событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, находился непосредственно из самой подгонки. Принималась во внимание не только зависимость от энергии сечений процессов $J/\psi \rightarrow \text{адроны}$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, но и дифференциальное изменение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ от полярного угла. Для этого отобраны события процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ группировались в 10-ти равных и последовательных интервалах в диапазоне от 40° до 140° согласно измеренному значению полярного угла.

Как и в случае подгонки $\psi(2S)$ -резонанса близкие по энергии заходы объединялись, энергия точки W_i определялась взвешиванием энергий заходов с весом пропорциональным набранной светимости. Для каждой точки i подсчитывалось число адронных событий N_i и число событий Баба-рассеяния в каждом угловом диапазоне n_{ij} . Проводилась минимизация функции χ^2 , заданной в виде:

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(N_i^{exp} - N_i^{theor})^2}{N_i^{exp}} + \sum_i \sum_j \frac{(n_{ij}^{exp} - n_{ij}^{theor})^2}{n_{ij}^{exp}}, \quad (5.8)$$

где $N_i^{exp/theor}$ и $n_{ij}^{exp/theor}$ измеренные и расчётные числа событий Баба-рассеяния и адронных событий в точке i соответственно.

Теоретически ожидаемые значения N_i^{theor} и n_{ij}^{theor} находились согласно формулам:

$$\begin{aligned} N_i^{theor} &= L_i \cdot \sigma_{mh}^{obs}(W_i), \\ n_{ij}^{theor} &= L_i \cdot \sigma_{ee}^{obs}(W_i, \theta_j), \end{aligned} \quad (5.9)$$

где наблюдаемые сечения $\sigma_{mh}^{obs}(W_i)$ и $\sigma_{ee}^{obs}(W_i, \theta_j)$ вычислялись в соответствии с (1.51) и (1.55), зависимостью эффективности регистрации адронных процессов и процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ от энергии можно пренебречь.

Относительная светимость L_i в i -ой точке определялась по данным монитора светимости, регистрирующем события однократного тормозного излучения. Абсолютный калибровочный коэффициент R_L находился из подгонки.

В ходе подгонки оставались свободными параметры $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ и $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$, которые можно считать естественными, так как они определяют площади под резонансными кривыми для соответствующих процессов. Также свободными параметрами были масса резонанса, энергетический разброс, фактор абсолютной калибровки светимости R_L и сечение континуума σ_0 . Экспериментальные точки и кривая подгонки показаны на рисунке 5.7.

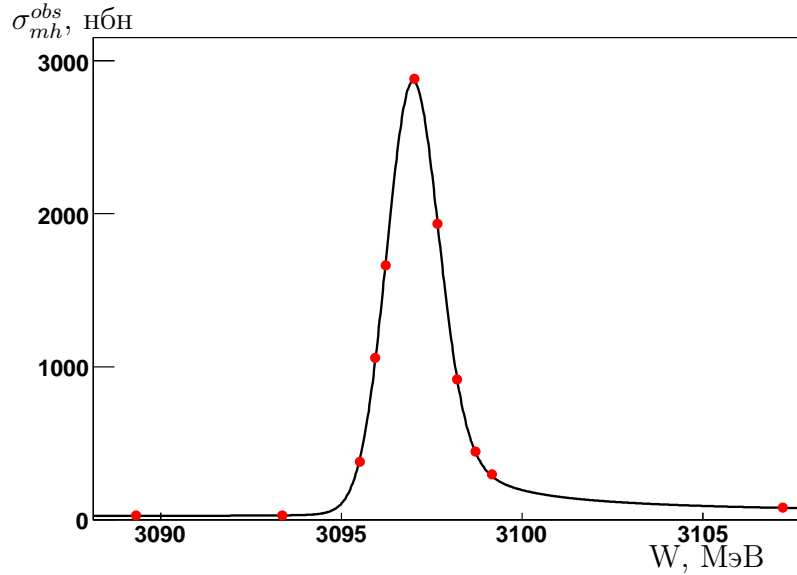


Рис. 5.7. Наблюдаемое адронное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в зависимости от энергии, полученное при сканировании J/ψ -резонанса. Кривая — результат подгонки.

Основные результаты подгонки представлены в таблице 5.3.

Таблица 5.3. В таблице указаны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$, масса, энергетический разброс и калибровочный фактор R_L . опорное значение энергий, при котором вычисляется энергетический разброс, соответствует массе J/ψ -резонанса [167].

$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, кэВ	$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$, кэВ	m , МэВ	R_L	σ_w , МэВ	$P(\chi^2)$, %
4.884 ± 0.048	0.3331 ± 0.0066	3096.902 ± 0.004	0.973 ± 0.008	0.692 ± 0.004	40.9

Глава 6

Систематические погрешности определения произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов

Основные источники систематической неопределённости величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ в эксперименте по измерению параметров J/ψ -резонанса и для трёх сканирований $\psi(2S)$ -резонанса перечислены в таблице 6.1. Большинство из них содержат вклады нескольких значимых факторов, которые обсуждаются в последующих разделах главы.

Таблица 6.1. Основные источники погрешности при вычислении $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$. Для первого и второго сканирования в скобках указана общая часть ошибки. Величины ошибок указаны в %.

Источник погрешности	Эксперимент по измерению параметров $\psi(2S)$				Эксперимент по измерению параметров J/ψ
	скан. 1	скан. 2	скан. 3	общая часть	
Измерение светимости (раздел 6.1)	1.6	1.7(1.6)	1.2	0.5	1.0
Моделирование адронных событий (раздел 6.2)	1.0	1.0(1.0)	1.1	1.0	0.7
Неопределённости, связанные с детектором (раздел 6.3)					
Триггер	0.2	0.2(0.2)	0.2	0.2	0.5
Описание ядерного взаимодействия	0.2	0.2(0.2)	0.3	0.2	0.2
Наводка между каналами в ВД	0.1	0.17(0.1)	0.1	0.1	0.2
Угловое разрешение	Включена в ошибку измерения светимости				0.2
Критерии подавление космических событий	–	–	–	–	0.3
Вариации критериев отбора событий (раздел 6.3)					
	0.5	0.3(0.3)	0.6	0.3	0.5
Особенности работы коллайдера					
Определение энергии (раздел 6.4)	0.15	0.18(0.15)	0.6	0.15	0.3
Форма распределения по энергии (раздел 6.4)	0.2	0.2(0.2)	0.2	0.2	0.2
Пучковый фон (раздел 5.1.2)	0.1	0.1(< 0.1)	0.1	< 0.1	0.2
Теоретическое описание (раздел 6.5)					
Расчёт сечения	0.3	0.3(0.3)	0.3	0.3	0.4
Квадратичная сумма	2.0	2.1(2.0)	1.9	1.3	1.6

6.1. Систематические погрешности, связанные с измерением светимости

Представленные в настоящем разделе оценки погрешностей опираются не на интегральные значения светимости, вычисленные по событиям упругого рассеяния, а на фактическое изменение величины произведения $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ соответствующего резонанса, определённое при подгонке, что позволяет учесть вариации вкладов отдельных точек в ошибку измеряемой величины.

Как и в случае с LКг-калориметром (см. раздел 4.1), главные источники систематической неопределённости определения светимости по данным CsI-калориметра связаны с несовершенством процедуры калибровки, выставкой калориметра, возможной нестабильностью пьедесталов и калибровочных коэффициентов электроники и неточностью моделирования.

Таблица 6.2 с информацией о систематических ошибках светимости приведена ниже, в скобках указана погрешность общая в первом и втором сканировании.

Таблица 6.2. Основные источники погрешности при вычислении светимости. Величины ошибок указаны в %.

Источник	Эксперимент по измерению параметров $\psi(2S)$				Эксперимент по измерению параметров J/ψ
	скан. 1	скан. 2	скан. 3	общая часть	
Калибровка калориметра	0.3	0.3	0.7	0.2	0.3
Выставка калориметра	0.3	0.3	0.1	0.1	0.2
Разрешение по углу θ	0.8	0.8	0.2	–	0.2 (учитывается отдельно (см. раздел 6.3 и таблицу 6.1))
Вычисление сечения	0.4	0.4	0.4	0.4	0.4
Эффективность регистрации $\varepsilon(\theta)$	0.3	0.3	0.3	–	0.3
Фон	0.1	0.1	0.1	0.1	–
Стат. ошибка моделирования	0.1	0.1	0.1	–	0.2
Критерии отбора	1.2	1.4	0.8	0.2	0.8
Квадратичная сумма	1.6	1.7(1.6)	1.2	0.5	1.0

Для согласования энергетического разрешения, определённого по экспериментальным данным и полученного моделированием, часть эффектов, наблюдаемых в эксперименте, учитывается в моделирование в явном виде. К ним относится продольная неоднородность светосбора в кристаллах, в среднем составляющая 12%, и статусы каналов электроники (отметка **работает/не работает**). Дополнительно к этому при обработке вносилась предполагаемая неточность калибровочных коэффициентов, которая описывалась несимметричным распределением, как это описано в разделе 4.1. Гистограммы отношения энергии, выделившейся в калориметре, к энергии в системе центра масс событий процесса e^+e^- -рассеяния показаны на рисунке 6.1

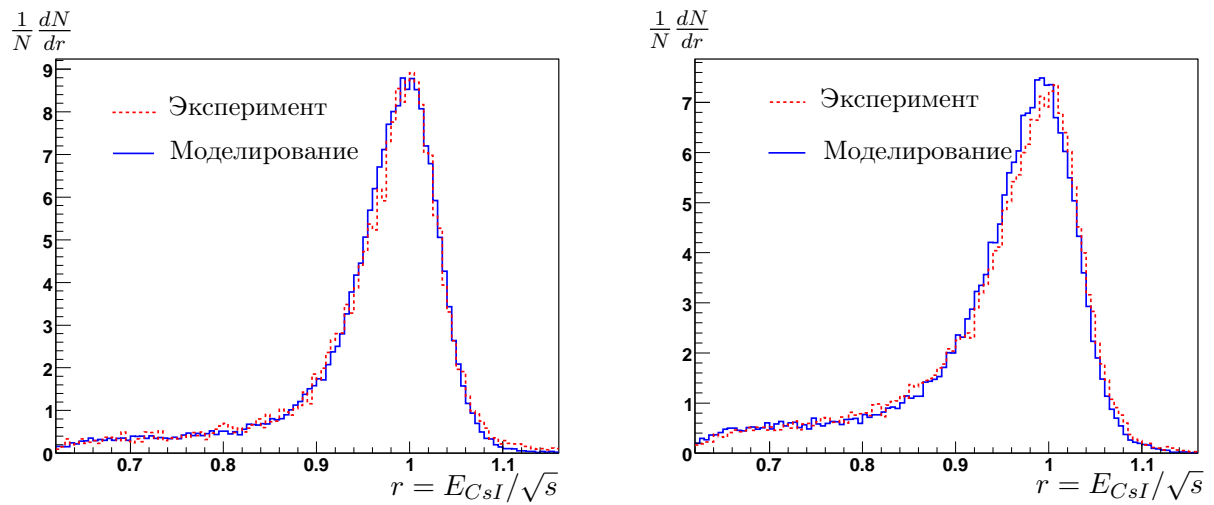


Рис. 6.1. Распределение отношения энергии, выделившейся в CsI-калориметре, к энергии в системе центра масс событий процесса e^+e^- -рассеяния для экспериментальных данных и моделирования в первых двух сканированиях $\psi(2S)$ -резонанса. Все распределения нормированы. N —число событий в гистограмме.

Чтобы оценить систематическую ошибку, связанную со способом задания неточности калибровки, калибровочные коэффициенты «портились» не при обновлении калибровки, а альтернативным способом — на каждом событии моделирования, разница между результатами составила менее 0.25%.

Стандартная калибровка CsI-калориметра проводится в течение эксперимента два раза в неделю на космических частицах. Для её проверки была выполнена дополнительная калибровка CsI-калориметра по событиям Баба-рассеяния, набранным за время сканирования. Полученные поправочные коэффициенты были использованы для всех стандартных калибровок. Изменение значений $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ показало, что погрешность, связан-

ная с качеством процедуры калибровки при выбранных критериях отбора, не превышает 0.2%. Квадратичная сумма двух вкладов даёт 0.3% (первая строка таблицы 6.2).

Расположение частей CsI-калориметра в пространстве находилось путём анализа энерговыделения в кристаллах CsI при прохождении космических частиц, треки которых восстанавливались по информации LKr-калориметра. Результатом процедуры выставки являлся набор параметров (координаты и углы), который задаёт месторасположение восьми частей калориметра в пространстве. Применяя в моделировании процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ альтернативные наборы параметров выставки, смещённые на величину их ошибок, можно оценить систематическую неопределённость светимости. Максимальная разница 0.15% получается при сравнении варианта без смещения и варианта, соответствующего смещению всех кристаллов калориметра к центру детектора.

Поскольку данное значение кажется слишком оптимистичным, при обработке экспериментальных заходов была также использована альтернативная версия расположения частей калориметра, полученная несколькими годами ранее при другом состоянии детектора и более ранней версии программы реконструкции событий. При выбранных критериях на угол одного из восстановленных кластеров отличие в измеренной величине светимости не превосходит 0.3%, что является консервативной оценкой систематической ошибки, связанной с выставкой калориметра (вторая строка таблицы 6.2).

При отбраковке по условию на минимальный полярный угол, часть событий на границе допустимой области не учитывается из-за конечного углового разрешения, и наоборот, часть событий, лежащих вне формального предела по углу не отбрасывается. При резкой зависимости от угла сечения упругого рассеяния и отличии углового разрешения в эксперименте и моделировании данный эффект приводит к систематической ошибке. Угловое разрешение CsI-калориметра, полученное моделированием и наблюдаемое в эксперименте, составляет соответственно 1.44° и 1.64° , что даёт погрешность в измерении светимости менее чем 0.8% (строка 3 таблицы 6.2).

При изучении влияния вариаций условий отбора на измеряемую величину $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ изменение числа событий упругого рассеяния достигало 40%, результаты приведены в таблице 6.3. Критерий на расстояние кластера от оси пучков для одного из восстановленных кластеров менялся на величину 6 см (размер кристалла). Вклад вариаций условий отбора квадратично складывался с остальными систематическими неопределённостями.

Процедура анализа данных LKr-калориметра и расчёта светимости, а также методы оценки систематических неопределённостей в третьем сканировании $\psi(2S)$ -резонанса и в сканировании J/ψ -резонанса соответствуют информации, приведённой в разделе 4.1. Си-

стематические неопределённости светимости, вычисленной по данным LKr-калориметра, приведены в таблице 6.2. Некоторые из них следует описать более подробно.

Таблица 6.3. Влияние критериев отбора при вычислении светимости по CsI-калориметру. Величины приведены в процентах.

Источник погрешности	Скан. 1 (2004 г.)	Скан. 2 (2004 г.)
Нижний предел по ρ , 30 ÷ 36 см	0.8	0.9
Энерговыделение в CsI, 1.9 ÷ 2.6 ГэВ	0.7	0.85
Доля энергии доплн. кластеров, 5% ÷ 10%	0.4	0.4
Условие на число трубочек ВД, 4 ÷ 8	0.4	0.4
Вариаций остальных критериев	0.2	0.2
Квадратичная сумма	1.2	1.4

Разница в результатах между двумя вариантами моделирования (см. рисунок 6.2) составила 0.7% для $\psi(2S)$ -резонанса и 0.3% для J/ψ -резонанса, что даёт оценку неопределённости, связанной с откликом калориметра (первая строка таблицы 6.2).

Сравнение результатов моделирования событий $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ генераторами BHWIDE и MCGPJ определяет оценку систематической погрешности в определении светимости около 0.4% (строка 4 таблицы 6.2). Кроме того, из-за разного углового распределения основного и интерференционного слагаемых в формуле (1.55) имеется систематическая неопределённость, связанная с зависимостью эффективности регистрации события данных процессов от полярного угла, не достигающая 0.3% (строка 5 таблицы 6.2). Вклад адронного фона учитывался в функции правдоподобия, остаточная ошибка не превосходит 0.1% в эксперименте по измерению параметров $\psi(2S)$ -резонанса (строка 6 таблицы 6.2) и пренебрежимо мала в анализе, посвящённом J/ψ (см. раздел 5.1.3). Остальные систематические неопределённости светимости, вычисленной по данным LKr-калориметра, приведены в таблице 6.2.

Результаты одновременного измерения светимости по данным LKr- и CsI-калориметров в третьем сканировании $\psi(2S)$ -резонанса отличаются на $1.1 \pm 1.0\%$, что согласуется с оценками систематических погрешностей, представленными в таблице 6.2.

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dr}$$

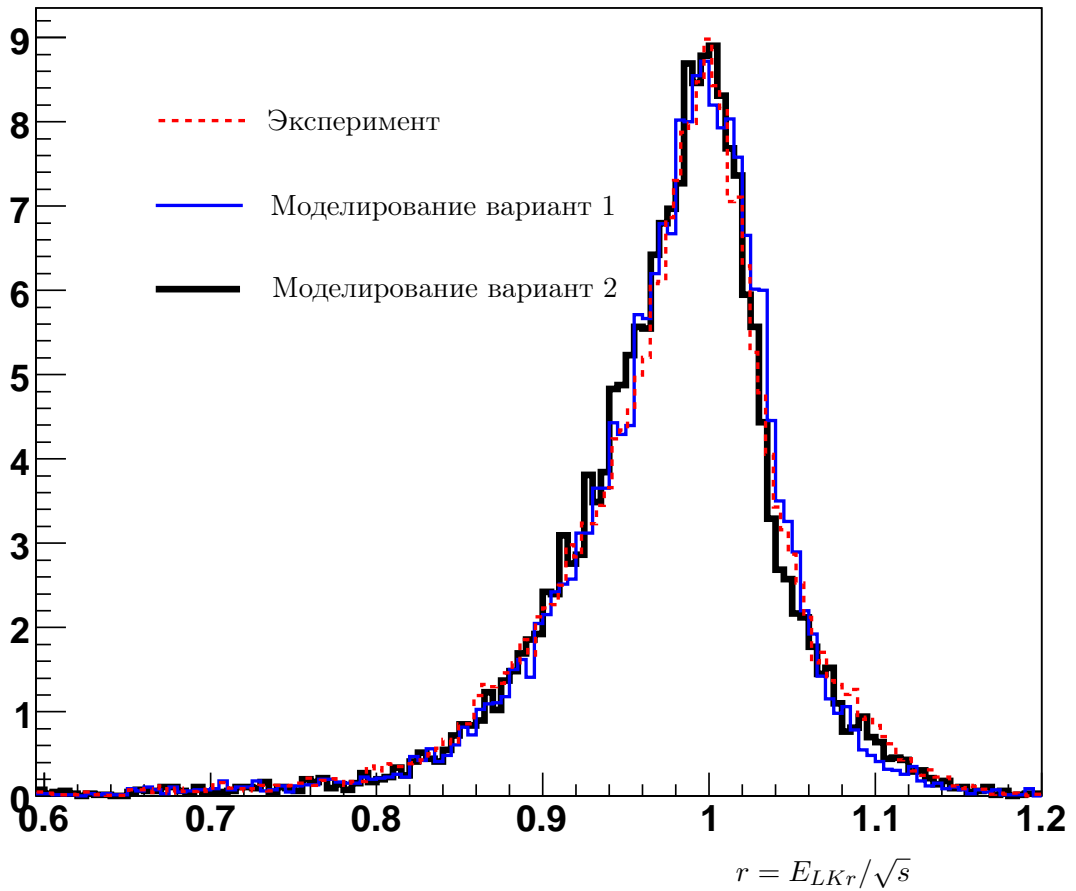


Рис. 6.2. Распределение отношения энергии, выделившейся в ЛКτ-калориметре, к энергии в системе центра масс событий e^+e^- -рассеяния для экспериментальных данных и двух вариантов моделирования в третьем сканировании $\psi(2S)$ -резонанса. Все распределения нормированы. N — число событий.

6.2. Моделирование процессов $\psi(2S) \rightarrow \text{адроны}$ и $J/\psi \rightarrow \text{адроны}$

Неопределённость эффективности регистрации адронных событий является одной из основных систематических погрешностей при измерении сечения рождения J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов. Данная неопределённость включает два неотделимых друг от друга эффекта. Первый заключается в несовершенстве моделирования распадов резонанса генератором событий, второй же связан с неодинаковой эффективностью реконструкции событий на экспериментальных данных и данных моделирования. Обсуждение оценок систематических неопределённостей во многом схоже с анализом, изложенным в разделе 4.2 настоящей работы, тем не менее будет полезно рассмотреть данную проблему под несколько иным углом.

Основные вклады в систематические неопределённости эффективности регистрации адронных событий приведены в таблице 6.4.

Таблица 6.4. Основные источники погрешности при вычислении эффективности регистрации адронных событий. Величины приведены в процентах.

Источник погрешности	Сканирование $\psi(2S)$				Сканирование J/ψ
	скан. 1	скан. 2	скан. 3	общая часть	
Настройка генератора распадов	0.8	0.8	0.8	0.8	0.6
Табличные вероятности распадов	0.4	0.4	0.3	0.3	0.1
Отбор событий для настройки генератора	0.3	0.3	0.3	0.3	0.3
Эффективность реконструкции треков	0.4	0.4	0.7	0.4	0.1
Стат. ошибка моделирования	0.3	0.3	0.3	—	0.3
Квадратичная сумма	≈ 1.0	≈ 1.0	≈ 1.1	≈ 1.0	≈ 0.7

Как уже обсуждалось в разделе 3.4, генерация распадов J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов проводилась с помощью генератора BES [161], разработанного в рамках JETSET 7.4 [157]. Критерии отбора, описанные в разделе 5.1.1, подавляют двухтрековые события. Вероятности таких распадов либо малы, как, например, $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-$, либо определены с хорошей точностью, как $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\eta \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma$. Такие распады моделируются генератором, используя экспериментальные значения их вероятностей. Неопределённость эффективности регистрации, полученная вариацией этих величин в коде генератора в пределах их погрешностей в таблицах PDG [179], составляет менее 0.3% для третьего сканирования $\psi(2S)$ -резонанса и не превосходит 0.4% для первых двух (вторая строка таблицы 6.4).

Краткое описание модели генерации адронных событий дано в разделе 4.2. Поскольку при моделировании адронных распадов J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов использовался только один генератор, то основой оценкой систематической неопределённости первичного моделирования послужило рассмотрение большого числа существенно отличающихся вариантов моделирования, полученных при различных опциях и параметрах и «удовлетворительно» описывающих данные. Описанный способ позволяет выбрать «наиболее правдоподобное» значения эффективности регистрации и оценить разброс значений вокруг него, идея такого способа метода была рассмотрена в работах [49, 50]. При этом термин «правдоподобие» нельзя понимать в математическом смысле, и определение «удовлетворительно» также нуждается в уточнении, так как трудно ожидать выполнения критерия χ^2 для всех наблюдаемых величин хотя бы для одного из вариантов моделирования.

Сам по себе процесс выбора удовлетворительных вариантов моделирования осуществлялся следующим образом:

1. исходя из представлений о процессе фрагментации партонов и адронов, модифицировалась наиболее критичная опция или параметр;
2. выбирался дополнительный параметр, изменение которого позволяло согласовать среднее значение заряженной множественности, полученную моделированием, с экспериментальным значением;
3. проводилось моделирование при нескольких значениях этого параметра с тем, чтобы получить зависимость эффективности отбора событий от множественности.

Кроме заряженной множественности контролировались распределения сферичности события и моментов Фокса-Вольфрама и ряд других инклюзивных характеристик события. При обнаружении видимого несогласия с экспериментальными данными полученный вариант моделирования отвергался.

Рассмотрим в первую очередь моделирование распадов $\psi(2S)$ -мезона. Моделирование проводилось для четырёх наборов опции JETSET:

- базовая функция фрагментации с отключением ливней,
- базовая функция фрагментации при включении партонных ливней,
- функцией фрагментации Филда—Феймана при включении ливней,
- независимая фрагментация без ливней.

Для последней из перечисленных опций приемлемых вариантов моделирования найдено не было, всего было рассмотрено более ста различных наборов опций и параметров. Варианты моделирования, признанные удовлетворительными и соответствующие им заряженные множественности и эффективности регистрации событий, приведены в таблице 6.5 и отображены на рисунке 6.3. Линейные траектории, представленные на рисунке, соответствуют пункту 3 процедуры перебора вариантов, линейность проверена в нескольких случаях.

При определении «наиболее правдоподобного» значения эффективности регистрации требовалось, чтобы наблюдаемая заряженная множественность совпадала с экспериментальным значением с учётом его статистической ошибки. Разброс значений эффективности регистрации событий при условии $\langle N \rangle_{\text{мод.}} = \langle N \rangle_{\text{эсп.}}$ для различных вариантов моделирования составляет $\pm 0.28\%$ при центральном значении 72.19%. На рисунке 6.3 этому условию отвечает отрезок, концы которого помечены стрелками. Учёт неопределённости в экспериментальном значении средней множественности превращает «доверительный

отрезок» данных в заштрихованную прямоугольную область. Разброс значений эффективности, определённый по углам прямоугольника, составляет $\pm 0.57\%$ при центральном значении 72.16% .

Таблица 6.5. Сравнение различных версий моделирования распадов $\psi(2S)$. В таблице приведены варьируемые параметры, средняя заряженная множественность событий и эффективности их регистрации.

Вариант	Изменения JetSet		Множественность	Эффективность, %	
Стандартная фрагментация					
Изменение вероятности рождения лёгких кварков					
	P_V	σ_{p_T} , ГэВ			
1	0.50	0.55	4.1391 ± 0.0031	71.392 ± 0.090	
2	0.50	0.65	4.1555 ± 0.0031	72.232 ± 0.090	
Изменения W_{stop} , W_{min} , σ_{p_T}					
	W_{stop} , ГэВ	W_{min} , ГэВ	σ_{p_T} , ГэВ		
6	0.47	0.8	0.65	4.1429 ± 0.0031	71.783 ± 0.090
7	0.52	0.8	0.65	4.1488 ± 0.0031	72.049 ± 0.090
8	0.56	0.8	0.65	4.1512 ± 0.0031	72.170 ± 0.090
Изменения δW_{stop} , σ_{p_T}					
	δW_{stop}	σ_{p_T} , ГэВ			
9	0.17	0.7		4.1407 ± 0.0031	71.890 ± 0.090
10	0.17	0.65		4.1552 ± 0.0031	72.430 ± 0.090
Изменения W_{min} , σ_{p_T}					
	W_{min} , ГэВ	σ_{p_T} , ГэВ			
11	0.8	0.675		4.1401 ± 0.0031	72.033 ± 0.090
12	0.8	0.65		4.1529 ± 0.0031	72.378 ± 0.090
Выключение партонных ливней					
	σ_{p_T} , ГэВ				
13	0.65		4.1409 ± 0.0031	72.118 ± 0.090	
14	0.55		4.1554 ± 0.0031	72.709 ± 0.090	
Функция фрагментации Филда—Феймана					
	W_{stop} , ГэВ	σ_{p_T} , ГэВ			
3	0.62	0.58	4.1372 ± 0.0031	71.475 ± 0.090	
4	0.62	0.50	4.1491 ± 0.0031	71.981 ± 0.090	
5	0.62	0.43	4.1650 ± 0.0031	72.755 ± 0.090	

Для контроля было вычислено среднее взвешенное значение эффективности регистрации по всем представленным вариантам с весами обратно пропорциональными сумме значений χ^2 по нескольким распределениям (множественность, сферичность, импульсный спектр заряженных частиц, энерговыделение в калориметре). Вычисленное таким образом значение составило 72.11% . Такое точное совпадение случайно, тем не менее выбор «наиболее правдоподобного» значения эффективности регистрации не представляет проблемы. В качестве консервативной оценки относительной погрешности эффектив-

ности регистрации событий, связанной с генерацией многочастичных распадов (первая строка таблицы 6.4), было выбрано значение 0.8%.

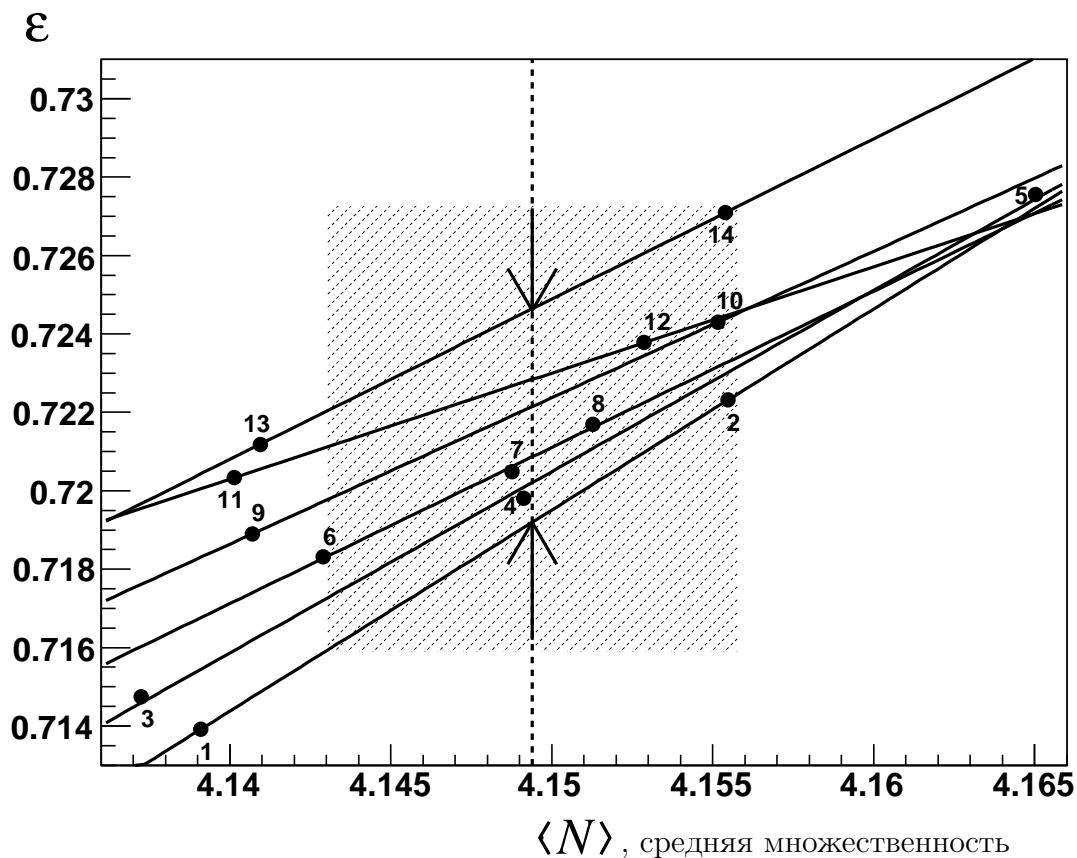


Рис. 6.3. Эффективность регистрации в зависимости от заряженной множественности для различных версий моделирования распадов $\psi(2S)$. Каждая точка соответствует одному варианту моделирования. Линии определяют изменение одного выбранного параметра, заштрихованная область соответствует статистической ошибке при определении заряженной множественности. Статистические ошибки эффективности для моделирований не показаны и имеют величину около 0.001.

Рассматривая различные варианты условий отбора событий, можно оценить неопределённость эффективности, вызванную неоднозначностью выборки набора событий, используемого для настройки моделирования. Эта погрешность не превышает 0.3% (строка 3 таблицы 6.4).

При моделирование распадов J/ψ -мезона проводилась настройка моделирования при трёх наборах опции JETSET:

- базовая функция фрагментации с отключением ливней,

- базовая функция фрагментации при включении партонных ливней,
- базовая функция фрагментации при существенных вариациях параметров a и b (см. раздел 4.2).

Результаты сравнения различных вариантов моделирования отображены на рисунке 6.4 и приведены в таблице 6.6.

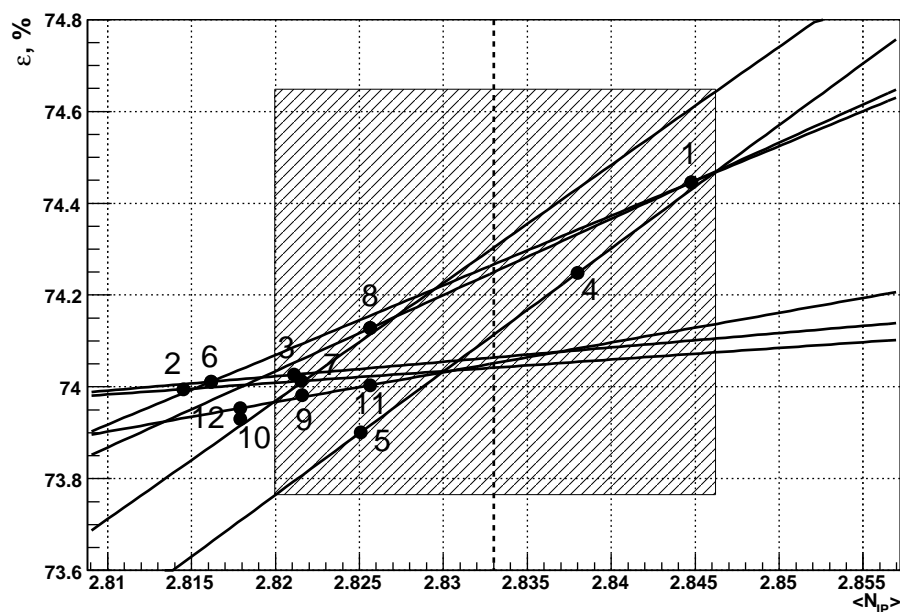


Рис. 6.4. Эффективность регистрации в зависимости от заряженной множественности для различных версий моделирования распадов J/ψ . Каждая точка соответствует одному варианту моделирования. Линии определяют изменение одного выбранного параметра, заштрихованная область соответствует статистической ошибке при определении заряженной множественности.

Среднее значение эффективности регистрации адронных событий в распадах J/ψ -мезона, определённое аналогичным способом, что и для случая $\psi(2S)$ -мезона, составляет $74.2 \pm 0.4\%$. Соответствующая систематическая неопределённость, связанная с первичной генерацией многочастичных распадов J/ψ , не превосходит 0.6% (первая строка таблицы 6.4). Сравнение результатов различных вариантов условий отбора событий, используемых при построении зависимости эффективности регистрации от наблюдаемой заряженной множественности, позволяет оценить дополнительный вклад в неопределённость эффективности, который не превышает 0.3% (строка 3 таблицы 6.4).

Настройка генератора событий проводилась с учётом поправки к эффективности реконструкции треков, найденной по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$. Данный ме-

тод описан в разделе 4.4, где также обсуждается альтернативный способ определения поправки при рассмотрении космических событий.

Таблица 6.6. Сравнение различных версий моделирования распадов J/ψ . В таблице приведены варьируемые параметры, средняя заряженная множественность событий и эффективности их регистрации. Также представлены результаты тестов по Колмогорову и по χ^2 , найденных из сравнения экспериментальных и полученных моделированием распределений заряженной множественности. Статистическая ошибка приведённых эффективностей не превосходит 0.21%.

Вариант	Изменения JetSet	$\langle N_{trk}^{IP} \rangle$	$\varepsilon, \%$	$k - test$	$\chi_{MC-data}^2/ndf$	
$\sigma_{p\perp}$ и δW_{stop} вариации						
	$\sigma_{p\perp}, \text{ГэВ}$	δW_{stop}				
1	0.55	0.2	2.845 ± 0.006	74.445	0.950	5.924/7
2	0.7	0.2	2.816 ± 0.006	74.010	0.806	9.596/7
3	0.7	0.17	2.821 ± 0.006	74.027	0.933	7.282/7
Генерация с/без партонных ливней						
4	0.6	0.2	2.838 ± 0.006	74.248	0.996	4.387/7
5*	0.6	0.2	2.825 ± 0.006	73.901	0.999	6.697/7
Вариация W_{stop}						
	$\sigma_{p\perp}, \text{ГэВ}$	$W_{stop}, \text{ГэВ}$				
6	0.65	0.56	2.815 ± 0.006	73.995	0.663	8.497/7
7	0.65	0.52	2.822 ± 0.006	74.013	0.903	4.761/7
Параметры функции фрагментации $a = 0.2$ и $b = 0.58$						
	$\sigma_{p\perp}, \text{ГэВ}$	$\delta W_{stop}, \text{ГэВ}$				
8	0.65	0.2	2.826 ± 0.006	74.128	0.954	8.574/7
9	0.65	0.17	2.822 ± 0.006	73.982	0.839	13.288/7
10	0.7	0.2	2.818 ± 0.006	73.930	0.685	11.234/7
Изменение параметров функции фрагментации						
	a	b				
11	1.0	0.7	2.826 ± 0.006	74.004	0.979	10.483/7
12	0.5	0.65	2.818 ± 0.006	73.954	0.986	9.514/7

* Партонные ливни отключены

Отличие поправок, полученных в двух подходах, даёт оценку вклада неопределённости эффективности восстановления треков в погрешность определения эффективности регистрации событий и не превосходит 0.4% для первых двух и 0.7% для третьего сканирования $\psi(2S)$ -резонанса, соответствующая разница, найденная для J/ψ -резонанса, составляет 0.1%. Существенное различие оценок неопределённости между сканированиями $\psi(2S)$ -резонанса связано с отключением значительного числа каналов ДК с 2004 г. к моменту начала сканирования в 2006 г. В случае J/ψ -резонанса одним из факторов, сыгравшим роль в уменьшении неопределённости, был короткий промежуток времени сканирования, что положительно сказывается на стабильности параметров детектора. При анализе измерения величины R в главе 4 систематическая неопределённость, вызванная неточным знанием эффективности восстановления треков обсуждалась отдельно от первичного генератора моделирования в разделе 4.4. Такой подход был обусловлен тем, что в качестве оценки неопределённости эффективности регистрации адронных событий рассматривалась максимальная разница найденных эффективностей в исследуемом диапазоне энергий между двумя исходными генераторами. Аналогично находилась и максимальная разница в двух способах получения систематической неопределённости для эффективности восстановления треков.

6.3. Систематические неопределённости, связанные с моделированием систем детектора

При вычислении результатов программного триггера, применявшегося как к данным моделирования, так и к экспериментальным данным, устанавливались пороги срабатывания каналов калориметра, при которых вероятность срабатывания аппаратного триггера заведомо близка к 100%. Вариация значения порогов в пределах нескольких аппаратного ширин и его уменьшение на 10÷15% абсолютной величины, не приводили к изменению результата $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для $\psi(2S)$ -резонанса большему, чем 0.15%. Одним из аргументов триггера при сканировании J/ψ -резонанса было «вето», формируемое ближайшими к пучку кристаллами CsI-калориметра. Оценка систематическая неопределённости, полученная вариацией порогов, оказалась вдвое больше, чем для экспериментов по исследованию $\psi(2S)$ -резонанса и составила 0.3%. Ещё одно отличие заключалось в отсутствии в первичном триггере сигнала LKr-калориметра в 2005 году, в то время как для определения светимости использовались события процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, регистрируемые LKr-калориметром. В данном случае важно оценить систематическую неопределённость, определяемую эффективностью срабатывания аргументов триггера, формируемых сигналами

лами сцинтиляционных счётчиков. Используя космические события и события процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, имеющие определённую конфигурацию, была сделана соответствующая оценка погрешности результата измерения величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, которая не превосходит 0.3%.

В течение долгого времени, в том числе при проведении экспериментов по измерению параметров J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонанса в 2004-2006 гг., наблюдалась наводка между каналами электроники вершинного детектора. Данное явление было связано с особенностями организации электроники ВД, а также с не оптимальным выбором рабочего напряжения в указанный период времени.

Процедура моделирования наводки в ВД имеет многочисленные параметры, которые определяются по экспериментальным данным после каждого изменения рабочего напряжения. Анализ данных включал в себя нахождение двух наборов таких параметров при рассмотрении альтернативных классов событий: e^+e^- -рассеяния и космических лучей. На рисунках 6.5 и 6.6 представлены характерные гистограммы числа сработавших трубочек в вершинном детекторе для двух интервалов заходов. В отсутствии наводки число сработавших трубок редко превышает 12.

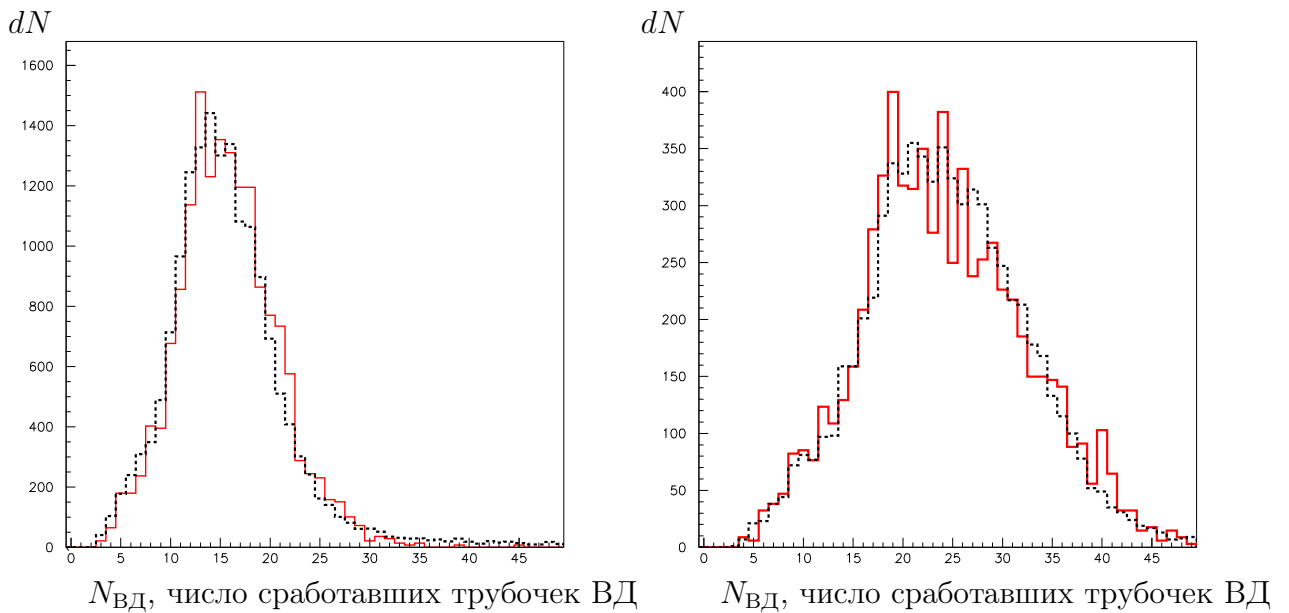


Рис. 6.5. Гистограммы числа сработавших трубочек ВД, построенные по космическим заходам, для двух интервалов времени. Непрерывная линия используется для гистограмм моделирования, пунктирная линия соответствует экспериментальным данным. N – число событий в гистограмме.

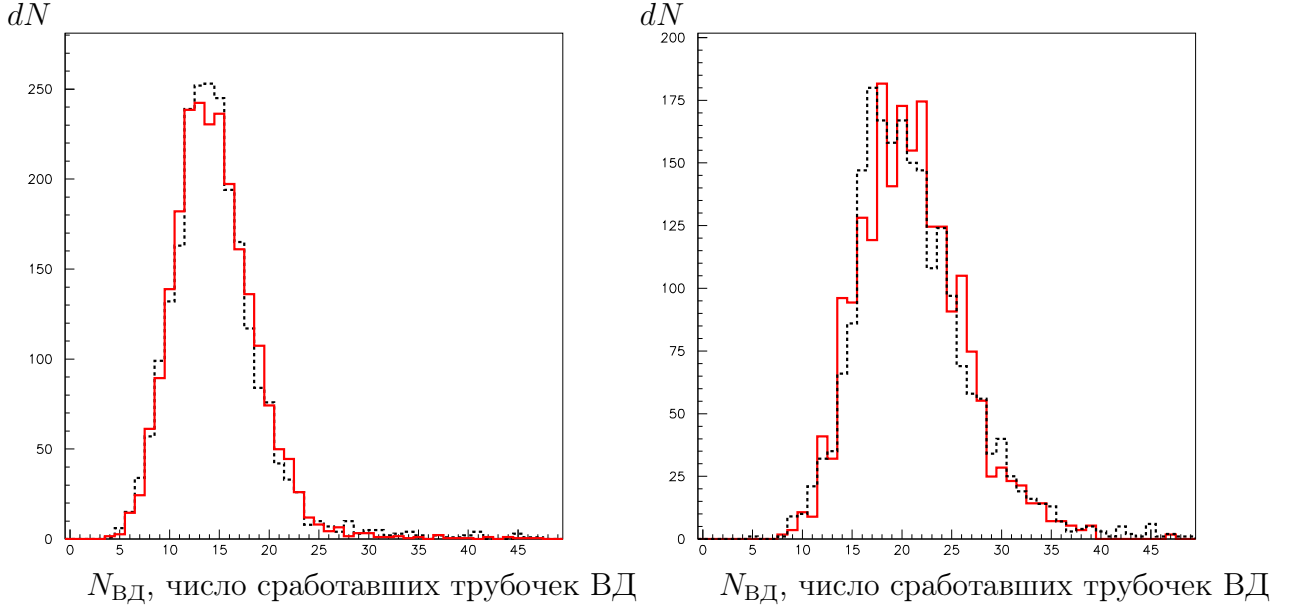


Рис. 6.6. Гистограммы числа сработавших трубочек ВД для событий Баба-рассеяния на большие углы для двух интервалов времени. Непрерывная линия используется для гистограмм моделирования, пунктирная линия соответствует экспериментальным данным. N — число событий в гистограмме.

Моделирование адронных событий с альтернативными наборами параметров для ВД даёт вариацию $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, не превышающую 0.1, 0.17 и 0.1% для трёх сканирований $\psi(2S)$ -резонанса и 0.2% для J/ψ -резонанса.

Как и при анализе данных эксперимента по измерению величины R (см. раздел 4.4) для моделирования ядерного взаимодействия использовались два пакета программ GHEISHA [175] и FLUKA [176]. Сравнение этих вариантов даёт оценку неопределённости эффективности регистрации 0.2% для первых двух и 0.3% для третьего сканирования $\psi(2S)$ -резонанса, для J/ψ -резонанса аналогичная систематическая неопределённость не превосходит 0.2%.

Систематическая неопределённость, связанная с возможным отличием углового разрешения в экспериментальных данных и данных (см. разделы 4.1 и 6.1), полученных моделированием, входит в результат для $\psi(2S)$ -резонанса через вклад в ошибку определения светимости. Такой подход обоснован, поскольку измерение светимости выполнено в первых двух сканированиях $\psi(2S)$ -резонанса по событиям процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$, зарегистрированных в CsI-калориметре, что приводит к доминированию в данной систематической погрешности эффекта резкого изменения дифференциального сечения e^+e^- -рассеяния при малых углах. В эксперименте по измерению параметров J/ψ -резонанса

определение светимости основано на данных LKr-калориметра. Систематическая неопределённость, связанная с неточной настройкой параметров моделирования, влияющих на угловое разрешение, рассматривалась обособленно, так как это описано во втором параграфе раздела 4.4. Полученная оценка 0.2% приведена в таблице 6.1.

Вносимые изменением критериев отбора погрешности оценивались, исходя из изменения результата, а именно параметра $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, при подгонке. Полное число требуемых заряженных треков увеличивалось на один в первом и втором сканировании $\psi(2S)$ -резонанса, в третьем сканировании использовались альтернативные условия, описанные в разделе 5.1. Изменение эффективности регистрации при этом достигало 10%, наблюдаемые изменения $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ в трёх сканированиях $\psi(2S)$ -резонанса составили 0.5, 0.3 и 0.6%.

Вариации условий отбора адронных событий распада J/ψ -мезона представлены в таблице 6.7. Систематическая неопределённость $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ J/ψ -резонанса, полученная вариацией критериев отбора, составила 0.5%.

Таблица 6.7. Неопределённость величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ J/ψ -резонанса, полученная вариацией условий отбора адронных событий.

Параметр	Вариация критериев отбора	Изменение $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, %
E_{cal}	$E_{\text{cal}} > 500 \div 700$ и $E_{\text{cal}} < 2500 \div 2700$ МэВ	0.3
$E_{\text{LKr}}/E_{\text{cal}}$	$> 0 \div 0.15$	0.3
$N_{\text{trk}}^{\text{IP}}$	$\rho < 0.5 \div 1.5$ см, $z_0 < 13 \div 18$ см, $P_{\perp} > 60 \div 100$ МэВ, $N_{\text{trk}}^{\text{IP}} > 1$	0.2
H_2/H_0	$< 0.9 \div 1$	0.1
Квадратичная сумма		0.5

Вследствие более мягких критериев отбора адронных событий распадов J/ψ -мезона по сравнению с анализом $\psi(2S)$ -резонанса, дополнительно к перечисленным вариациям условий отбора рассматривались два способа подавления космических событий. Первый способ был основан на данных мюонной и время-пролётной систем детектора, как это описано в разделе 3.3.1. В альтернативном подходе использовались данные только мюонной системы. Разница полученных результатов не превосходила 0.3%, что вошло в итоговую систематическую неопределённость определения величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ J/ψ -резонанса.

6.4. Систематические неопределённости, связанные с работой коллайдера

В список систематических погрешностей следует добавить ошибки, связанные с определением энергии точек, используемых при подгонке сечения. Оценки данных неопределённостей получены сравнением различных интерполяций энергии между калибровками методом резонансной деполяризации. Для трёх сканирований $\psi(2S)$ -резонанса они составляют 0.15, 0.18 и 0.6% в значении $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, увеличение ошибки в третьем сканировании вызвано дрейфом энергии в течение набора статистики в одной из точек на правом склоне $\psi(2S)$ -резонанса, обусловленном изменением ведущего поля, причину которого установить не удалось. При сканировании J/ψ -резонанса результаты, полученные при использовании различных вариантов интерполяций энергии, были практически идентичны. Поэтому для оценки систематической неопределённости рассматривался вариант подгонки резонанса со свободными параметрами энергии в точках набора интеграла светимости, найденное изменение величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ составило 0.3%.

Оценка неопределённости $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ величины, связанной с предположением гауссового распределения по суммарной энергии пучков, проводилась на основе результатов подгонки «деформированным» распределением Гаусса (см. раздел 1.5.2):

$$G(W, W') = \frac{g(W - W')}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} \exp\left(-\frac{(W - W')^2}{2\sigma_W^2}\right), \quad (6.1)$$

где предэкспоненциальная функция g задаётся выражением, зависящим от величины $\Delta = W - W'$:

$$g(\Delta) = \frac{1 + a\Delta + b\Delta^2}{1 + b\sigma_W^2}, \quad (6.2)$$

a и b — свободные параметры подгонки.

Смещение параметра $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ не превосходило 0.15% и 0.2% для $\psi(2S)$ - и J/ψ -резонансов соответственно.

Влияние остаточного фона на измеряемую величину $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ находилось путём добавления к числу отобранных событий фоновых событий, выбранных по более мягким критериям. Число событий N_i в точке по энергии W_i заменялось на $N_i + \kappa \cdot N_i^{bg}$, где N_i^{bg} — число фоновых событий, параметр κ выбирался в соответствии с уровнем фона, оценённого описанными в разделах 3.6 и 5.1.2 способами. Наблюдаемое изменение величин $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ при подмешивании фоновых событий в ожидаемой пропорции для $\psi(2S)$ - и J/ψ -резонансов составило 0.1% и 0.2% соответственно.

6.5. Систематические неопределённости расчёта сечения

Подгонка сечения процесса $e^+e^- \rightarrow V \rightarrow \text{адроны}$ имеет систематические неопределённости, связанные с описанием формы сечения. В работе [51] декларируется точность формулы для расчёта радиационных поправок на уровне 0.1%. Погрешность аналитического подхода, используемого при вычислениях (раздел 1.5.2), не превышает 0.1%, включая в себя точность численного интегрирования, использованного для проверки, а также неопределённости в величине R и эффективности регистрации τ -лептонов.

Неопределённость параметра интерференции λ приводит к систематическим погрешностям в $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$. Для их оценки проводилась подгонка без фиксации λ . Измеренные значения параметров $\lambda = 0.21 \pm 0.086$ для $\psi(2S)$ -резонанса и $\lambda = 0.36 \pm 0.14$ для J/ψ -резонанса согласуются с величинами $\lambda = 0.13(\psi(2S))$ и $\lambda = 0.39(J/\psi)$, определёнными по формуле (1.48).

Смещение величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для рассматриваемых $\psi(2S)$ - и J/ψ -резонансов составила -0.23% и $+0.2\%$. Перечисленные выше в настоящем разделе неопределённости теоретического описания (последняя строка в таблице 6.1) дают вклад в ошибку $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ не превышающий 0.3%.

Используемая модель интерференции распадов резонанса и электромагнитного нерезонансного рождения адронов предполагает отсутствие корреляций между фазами интерференции отдельных мод. Из найденных значений параметра λ в байесовском подходе можно оценить неопределённость произведения $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для $\psi(2S)$ - и J/ψ -резонансов, связанную с сформулированным выше предположением. Для этого проводилось моделирование процесса $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ в пике соответствующего резонанса с назначением коррелированных фаз интерференции всем эксклюзивным конечным состояниям. Так как априори нет информации о значениях фаз интерференции, то в соответствии с байесовским подходом все значения наиболее вероятной фазы и разброса вокруг неё считались равновероятными. На первом этапе моделирования строилось распределение по параметру λ , содержащему сумму косинусов фаз в формуле (1.49), которое в описанных предположениях было симметричным относительно значения 0.13, либо 0.39 в зависимости от рассматриваемого резонанса. На втором этапе производилось перевзвешивание вариантов (наиболее вероятная фаза, разброс фаз) таким образом, чтобы распределение для λ согласовалось с экспериментально измеренным значением, то есть имело максимум при 0.21(0.36) и среднеквадратичное отклонение 0.086(0.14). Получившееся при этом распределение по сумме синусов фаз, определяющей разницу между значением адронной парциальной ширины резонанса $\tilde{\Gamma}_h$, получаемым подгонкой сечения, и истинным значением Γ_h согласно формуле (1.50), позволило оценить относительную ошибку Γ_h и произведения

$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ в 0.9% для $\psi(2S)$ -мезона и в 0.3% для J/ψ -мезона. В случае $\psi(2S)$ -резонанса найденная погрешность не включена в общую таблицу систематических неопределённостей и приводится отдельно как оценка модельной ошибки полученного результата. Для J/ψ -мезона ошибка, связанная с предполагаемой моделью, входит в неопределённость теоретического описания, которая в сумме составила 0.4%.

Важно отметить, что точность оценки модельной систематической неопределённости $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, определяемой в байесовском подходе, зависит от наличия или отсутствия априорной информации, истинной величине λ и точности измерения. Только измерение фаз интерференции для большого числа эксклюзивных мод могло бы окончательно разрешить вопрос, связанный с модельной зависимостью. Верхний предел неопределённости составляет 2.9% и 4% для J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов соответственно. Причём такая ошибка входит во все публикуемые результаты по абсолютным вероятностям адронных распадов J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов.

6.6. Результаты измерения величины произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов

Усреднение результатов трёх сканирований $\psi(2S)$ -резонанса проводилось с весами, учитывающими статистические погрешности и некоррелированные вклады систематических неопределённостей, по схеме, рассмотренной в разделе 4.5. Для величины произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\psi(2S)$ -мезона $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ получен следующий результат:

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = 2.233 \pm 0.015 \pm 0.037 \pm 0.020 \text{ кэВ.}$$

Первая и вторая ошибка соответствует статистической и систематической погрешности результата. Модельная зависимость результата характеризуется третьей ошибкой, обсуждавшейся ранее в разделах 6.5 и 1.5.2. В предыдущих работах она не учитывалась. Точность настоящего результата почти на порядок превосходит по точности результат коллаборацией MARK-I [180], опубликованный более тридцати пяти лет назад. Такое сравнение верно в историческом плане, но не отражает реального состояния дел, поскольку в публикациях по измерению параметров узких резонансов обычно приводят электронную ширину. Как правило рассматриваются работы, представляющие результаты в виде электронной ширины с точностью, существенно превосходящей точность результата MARK-I. Используя произведение $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ и среднемировые значения вероятности распадов $\psi(2S)$

в адроны $\mathcal{B}_h = 0.9875 \pm 0.0013$ и e^+e^- -пару $\mathcal{B}_{ee} = 0.00772 \pm 0.00017$ [179], получаем электронную и полную ширину $\psi(2S)$ -резонанса:

$$\Gamma_{ee} = 2.282 \pm 0.015 \pm 0.038 \pm 0.021 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma = 296 \pm 2 \pm 8 \pm 3 \text{ кэВ}.$$

Точность, приведённых значений электронной и полной ширины, превосходит в два-три раза наиболее точные измерения, сделанные в работах коллаборации BES в 2002, 2006, 2008 и 2015 году соответственно [181–184]. В работе коллаборации КЕДР 2018 года [185] были проанализированы лептонные моды распада $\psi(2S)$ -мезона и подтвержден результат для электронной ширины, указанный выше.

Измеренная величина произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны J/ψ -мезона $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ составляет:

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = 4.884 \pm 0.048 \pm 0.078 \text{ кэВ},$$

что в четыре раза превосходит по точности результат предыдущего наиболее точного измерения данной величины, выполненного коллаборацией BES [186].

Заключение

В диссертации представлена работа по измерению инклюзивного адронного сечения электрон-позитронной аннигиляции в диапазоне энергий в системе центра масс сталкивающихся частиц от 1.84 до 3.72 ГэВ, выполненная на ускорительном комплексе ВЭПП-4М с детектором КЕДР.

На защиту выносятся следующие результаты и положения, полученные автором:

- Впервые выполнено подробное измерение величины R в двадцати двух точках по энергии в диапазоне энергий от 1.84 до 3.72 ГэВ, что соответствует области энергии от порога рождения пары протон-антипротон до порога рождения $D\bar{D}$ -пары очарованных мезонов. Измерения величины R в области энергий от 1.84 до 3.05 ГэВ в большинстве точек выполнено с точностью 3.9% при систематической неопределённости 2.4%, подобный уровень систематической погрешности в указанном диапазоне энергии достигнут впервые. В диапазоне энергии от 3.08 до 3.72 ГэВ измерения величины R в большинстве точек выполнено с точностью 2.6% при уровне систематической неопределённости 1.9%. Показано, что результаты измерения величины R хорошо согласуются с расчётом, выполненным в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики.
- Впервые для получения величины R в области энергии, где важен учёт узких резонансов, использовался метод явного вычитания J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, параметры которых были определены с высокой точностью из экспериментальной подгонки.
- С точностью 2.0% измерена величина произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для $\psi(2S)$ -мезона, получено значение

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = 2.233 \pm 0.015 \pm 0.037 \pm 0.020 \text{ кэВ},$$

что позволяет в два раза повысить точность определения значений полной и электронной ширин $\psi(2S)$.

- С точностью 1.9% измерена величина произведения электронной ширины на вероятность распада в адроны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ для J/ψ -мезона, получено значение

$$\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h = 4.884 \pm 0.048 \pm 0.078 \text{ кэВ},$$

что по точности в четыре раза превосходит предыдущее наиболее точное прямое измерение данной величины. Данный результат получен Т. А. Харламовой под непосредственным научным руководством автора.

В заключение хотелось бы выразить искреннюю признательность людям, благодаря которым состоялась моя научная деятельность и достигнуты результаты настоящей работы.

Не часто выпадает шанс своевременно выразить публично благодарность самым дорогим и близким людям, поэтому в первую очередь я с особой теплотой благодарю свою супругу Наталью за любовь и заботу, своих детей Леонарда, Оливию, Аврору и Ангелину просто за то, что они есть, и их бабушку Сатонкину Лидию Ивановну за то, что иногда приглядывает за ними. От всего сердца благодарю моих родителей Юрия Георгиевича и Валентину Ивановну Тодышевых, давшим мне жизненные ориентиры и воспитавшим меня в непростое время, моих любимых сестру Аниту и брата Андрея за поддержку и достойный пример.

Выражаю глубокую сердечную признательность своим наставникам Андрею Георгиевичу Шамову, Владимиру Евгеньевичу Блинову и Алексею Павловичу Онучину, под руководством которых мне посчастливилось работать, спасибо вам. Мне также хотелось бы поблагодарить своих школьных учителей физики и математики Галину Георгиевну Лябину и Галину Михайловну Токмашеву, учителей русского языка и химии Римму Александровну Кольчикову и Оксану Терентьевну Барашкову и многих других, в том числе преподавателей СУНЦ НГУ и НГУ за их такой важный и беззаветный педагогический труд. Выражаю свою особую признательность Семёну Исааковичу Эйдельману за содействие в подготовке публикаций и Татьяне Александровне Харламовой за совместную плодотворную работу по обработке экспериментальных данных.

Мне очень приятно поблагодарить коллектив детектора КЕДР и ускорительного комплекса ВЭПП-4М, благодаря усилиям которых удалось провести эксперименты, результаты которых представлены в настоящей работе. Отдельно выражаю признательность людям, принимавшим участие в работе группы дрейфовой камеры детектора КЕДР: Владимира Александровича Родякина, Аркадия Сергеевича Старостина, Андрея Николаевича Юшкова, Вячеслава Геннадьевича Присекина, Ивана Юрьевича Баска, а также благодарю коллег по работе Сергея Анатольевича Кононова, Алексея Рафаиловича Бузыкаева, Евгения Михайловича Балдина, Ивана Борисовича Николаева, Александра Юрьевича Барнякова, Виктора Сергеевича Бобровникова, Антона Александровича Осипова, Ольгу Леонардовну Резанову и Андрея Михайловича Сухарева за дружескую поддержку.

Выражаю свою искреннюю благодарность руководителям, внёсшим большой вклад в организацию эксперимента КЕДР на ускорительном комплексе ВЭПП-4М, Юрию Анатольевичу Тихонову и Евгению Борисовичу Левичеву. Я признателен директору Инсти-

туда Павлу Владимировичу Логачёву и научному руководителю Института Александру Николаевичу Скринскому за обеспечение проведения экспериментов с детектором КЕДР.

Литература

- [1] M. Gell-Mann. A Schematic Model of Baryons and Mesons. *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964).
- [2] G. Zweig. An $SU(3)$ model for strong interaction symmetry and its breaking. CERN-TH-401, 22 (1964).
- [3] M. Davier *et al.* Reevaluation of the Hadronic Contributions to the Muon $g - 2$ and to $\alpha(M_Z)$, *Eur. Phys. J. C* **71**, 1515 (2011).
- [4] K. Hagiwara *et al.* $(g - 2)_\mu$ and $\alpha(M_Z^2)$ re-evaluated using new precise data. *J. Phys. J. G* **38**, 085003 (2011).
- [5] N. Brambilla *et al.* Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities. *Eur. Phys. J. C* **71**, 1534 (2011).
- [6] J. Erler, P. Masjuan, H. Spiesberger. Charm quark mass determined from a pair of sum rules. *Mod. Phys. Lett A* **31**, 1630041 (2016).
- [7] M. Grilli *et al.* Multihadron production in e^+e^- collisions at high energy. *Nuovo Cim. Lett. A* **13**, 593 (1973).
- [8] P. A. Rapidis *et al.* Observation of a Resonance in e^+e^- Annihilation Just above Charm Threshold. *Phys. Rev. Lett.* **39**, 526 (1977).
- [9] J. Burmester *et al.*. The Total Hadronic Cross-Section for e^+e^- Annihilation Between 3.1 GeV and 4.8 GeV Center-Of-Mass Energy. *Phys. Lett. B* **66**, 395 (1977).
- [10] C. Bacci *et al.* Total Cross-Section for Hadronic Production by e^+e^- Annihilation in the Total Center-Of-Mass Energy Range 1.42 GeV - 3.09 GeV. *Phys. Lett. B* **86**, 234 (1979).
- [11] R. H. Schindler *et al.* Measurement of the parameters of the $\psi(3770)$ resonance. *Phys. Rev. D* **21**, 2716 (1980).
- [12] B. Esposito *et al.* Hadronic cross-section in e^+e^- annihilation from 1.45 to 1.80 GeV. *Nuovo Cim. Lett.* **30**, 65 (1981).
- [13] J. L. Siegrist *et al.* Hadron production by e^+e^- annihilation at center-of-mass energies between 2.6 and 7.8 GeV. I. Total cross section, multiplicities, and inclusive momentum distributions. *Phys. Lett. B* **26**, 969 (1982). SLAC-PUB-2831.

- [14] J. Z. Bai *et al.* (BES Collaboration). Measurement of the Total Cross Section for Hadronic Production by e^+e^- Annihilation at Energies between 2.6-5 GeV. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 594 (2000).
- [15] J. Z. Bai *et al.* (BES Collaboration). Measurements of the Cross Section for e^+e^- Hadrons at Center-of-Mass Energies from 2 to 5 GeV. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 101802 (2002).
- [16] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration). Measurements of the Continuum R_{uds} and R Values in e^+e^- Annihilation in the Energy Region between 3.650 and 3.872 GeV. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 262001 (2006).
- [17] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration). R value measurements for e^+e^- annihilation at 2.60, 3.07 and 3.65 GeV. *Phys. Lett. B* **677**, 239 (2009).
- [18] J. Aubert *et al.* Experimental Observation of a Heavy Particle *J. Phys. Rev. Lett.* **33**, 1404 (1974).
- [19] J. E. Augustin *et al.* Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1406 (1974).
- [20] S. Okubo. ϕ Meson and unitary symmetry model. *Phys. Lett.* **5**, 165 (1963).
- [21] G. Zweig. *Symmetries in elementary particle physics*. New York, 1965.
- [22] J. Iizuka. A systematics and phenomenology of meson family. *Progr. Theor. Phys. Suppl.* **37-38**, 21 (1966).
- [23] G. S. Abrams *et al.* The Discovery of a Second Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation. *Phys. Rev. Lett.* **33**, 1453 (1974).
- [24] B. Richter. *Proceedings of the XVII International Conference on High Energy Physics*, London (1974).
- [25] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group). The Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018).
- [26] Ф. Индурайн. *Квантовая хромодинамика. Введение в теорию кварков и глюонов*. 1986.
- [27] М. Б. Волошин. *Теория калибровочных взаимодействий элементарных частиц*. 1984.
- [28] В. М. Емельянов. *Стандартная модель и её расширения*. 2007.

- [29] M. L. Mangano. Introduction to QCD. Prepared for 1998 European School of Conference. CERN Document Server. CERN-OPEN-2000-255.
- [30] C. A. Baker *et al.* Improved Experimental Limit on the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 131801 (2006).
- [31] P. A. Baikov *et al.* Five-Loop Running of the QCD coupling constant. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 082002 (2017).
- [32] K. G. Chetyrkin, J. H. Kuehn, M. Steinhauser. RunDec: a Mathematica package for running and decoupling of the strong coupling and quark masses. *Computer Physics Communications* **133**, 43 (2000).
- [33] F. Herren, M. Steinhauser. Version 3 of RunDec and CRunDec. *Computer Physics Communications* **224**, 333 (2018).
- [34] K. G. Chetyrkin, A. L. Kataev и F. V. Tkachov. Higher Order Corrections to $\sigma_t(e^+e^- \rightarrow \text{Hadrons})$ in Quantum Chromodynamics. *Phys. Lett. B* **85**, 277 (1979).
- [35] O. V. Tarasov, A. A. Vladimirov, A. Yu. Zharkov. The Gell-Mann-Low Function of QCD in the Three Loop Approximation. *Phys. Lett. B* **93**, 429 (1980).
- [36] P. A. Baikov *et al.* Adler Function, Sum Rules and Crewther Relation of Order $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$: the Singlet Case. *Phys. Lett. B* **714**, 62 (2012).
- [37] K. G. Chetyrkin, J. H. Kühn, A. Kwiatkowski. QCD corrections to the e^+e^- cross-section and the Z boson decay rate: concepts and results. *Phys. Reports* **277**, 189 (1996).
- [38] Y. Kiyo *et al.*. Reconstruction of heavy quark current correlators at $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$. *Nucl. Phys. B* **823**, 269 (2009).
- [39] P. A. Baikov *et al.* Complete $\mathcal{O}(\alpha_s^4)$ QCD Corrections to Hadronic Z Decays. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 222003 (2012).
- [40] K. Wilson. Unpublished Cornell Report (1964). Non-Lagrangian Models of Current Algebra. *Phys. Rev.* **179**, 1499 (1969).
- [41] Ю. М. Быстрицкий *et al.* Новая формулировка вклада адронов в аномальный магнитный момент мюона. *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 57 (2006).
- [42] S. J. Brodsky, E. de Rafael. Suggested Boson - Lepton Pair Couplings And The Anomalous Magnetic Moment Of The Muon. *Phys. Rev.* **168**, 1620 (1968).

- [43] F. A. Berends and G. J. Komen. Radiative corrections to Bhabha scattering and muon pair production from the hadronic vacuum polarization. *Phys. Lett. B* **63**, 432 (1976).
- [44] E. A. Paschos. Corrections to the Mixing Angle in the Grand Unified Theories. *Nucl. Phys. B* **159**, 285-292, (1979).
- [45] J. Ellis *et al.* Uncertainties in the Proton Lifetime. *Nucl. Phys. B* **176**, 61 (1980).
- [46] W. Wetzel. The hadronic contribution to the W and Z mass. *Z. Phys. C* **11**, 117 (1981).
- [47] M. R. Whalley A compilation of data on hadronic total cross sections in e^+e^- interactions. *Journal of Physics G: Nucl. and Part. Phys.* **29**, 12A (2003).
- [48] A. G. Shamov, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* Measurement of J/psi leptonic width with the KEDR detector. *Chinese Phys. C* **34**, 836 (2010). arXiv:1110.0328.
- [49] Тодышев К.Ю. Измерение параметров $\psi(2S)$ - и $\psi(3770)$ - мезонов. – Новосибирск. – 2012. – Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук.
- [50] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration), Measurement of main parameters of the $\psi(2S)$ resonance. *Phys. Lett. B* **711**, 280 (2012). arXiv:1109.4215.
- [51] E. A. Kuraev and V. S. Fadin. On Radiative Corrections to e^+e^- Single Photon Annihilation at High-Energy. *Sov. J. Nucl. Phys.* **41**, 466 (1985).
- [52] Yung-Su Tsai. Radiative Corrections To e^+e^- Reactions To All Orders In Alpha Using The Renormalization Group. SLAC-PUB-3129, Presented at Asia Pacific Physics Conf. Singapore, Jun 12-18, 1983.
- [53] J. P. Alexander *et al.* Heavy Flavor Resonances And Qed Radiative Corrections. *Nucl. Phys. B* **320**, 45 (1989).
- [54] А. В. Богомятков. Определение энергии в системе центра масс в прецизионных экспериментах на ВЭПП-4М. Кандидатская диссертация, 2007.
- [55] Я. И. Азимов и др. Электромагнитные поправки к рождению узких резонансов на встречных e^+e^- пучках. *Письма в ЖЭТФ*, **21**, 378 (1975).
- [56] В. В. Бажанов, Г. П. Пронько, Л. Д. Соловьёв. Двухчастичные распады ψ -резонансов и электромагнитные эффекты. *Письма в ЖЭТФ*, **21**, 673 (1975).

- [57] В. В. Бажанов, Г. П. Пронько, Л. Д. Соловьёв. Электромагнитные эффекты в резонансных процессах на встречных пучках. *ФЭЧАЯ*, **8** (1977).
- [58] R. N. Cahn. Analytic forms for the e^+e^- annihilation cross-section near the Z including initial state radiation. *Phys. Rev. D* **36**, 2666 (1987), Erratum-ibid. *D* **40**, 922 (1989).
- [59] N. Brambilla *et al.* Heavy quarkonium: progress, puzzles, and opportunities, *Eur. Phys. J. C* **71**, 1534 (2011).
- [60] P. Wang. Universal phase between strong and EM interactions. Published in Beijing 2004, *ICHEP* **2**, 1073 (2004). arXiv:hep-ph/0410028.
- [61] P. Wang *et al.* The Interference between virtual photon and 1^{--} charmonium in e^+e^- experiment. *Phys. Lett. B* **593**, 89 (2004).
- [62] N. Brambilla *et al.* Heavy quarkonium physics. [Quarkonium Working Group]. arXiv:hep-ph/0412158.
- [63] Г. В. Пахлова, П. Н. Пахлов, С. И. Эйдельман. Экзотический чармоний. *УФН* **180**, 225 (2010).
- [64] P. Chen. Heavy quarks on anisotropic lattices. *Phys. Rev. D* **64**, 034509 (2001).
- [65] M. Okamoto *et al.* Charmonium spectrum from quenched anisotropic lattice QCD. *Phys. Rev. D* **65**, 094508 (2002).
- [66] M. Kalinowski and M. Wagner. Masses of D mesons, D_s mesons and charmonium states from twisted mass lattice QCD. *Phys. Rev. D* **92**, 094508 (2015).
- [67] K. Cichy, M. Kalinowski and M. Wagner. Continuum limit of the D meson, D_s meson and charmonium spectrum from $N_f = 2 + 1 + 1$ twisted mass lattice QCD. *Phys. Rev. D* **94**, 094503 (2016).
- [68] В. Г. Борняков и др. Невылетание цвета и структура адронов в решёточной хромодинамике. *УФН* **174**, 19 (2004).
- [69] V. A. Novikov *et al.* Sum Rules for the Decays of the C Even Charmonium States. *Phys. Lett. B* **67**, 409 (1977).
- [70] А. И. Вайнштейн и др. Чармоний и квантовая хромодинамика. *Успехи Физических Наук* **123**, 217 (1977).

- [71] А. А. Быков и др. Потенциальные модели кваркония. Успехи Физических Наук **143**, 3 (1984).
- [72] W. Lucha *et al.* Bound states of quarks. Phys. Rept. **200**, 127 (1991).
- [73] J. M. Richard. Ground State Admixture Into The $\psi''(3.772)$. Z. Phys. C **4**, 211 (1980).
- [74] J. L. Rosner. Charmless final state and S- and D - wave mixing in ψ' . Phys. Rev. D **64**, 094002 (2001).
- [75] M. B. Voloshin. $c\bar{c}$ purity of $\psi(3770)$ and ψ' challenged. Phys. Rev. D **71**, 114003 (2005).
- [76] E. Eichten *et al.* Charmonium: The Model. Phys. Rev. D **21**, 203 (1980).
- [77] W. Buchmuller and S. H. H. Tye. Quarkonia and Quantum Chromodynamics. Phys. Rev. D **24**, 132 (1981).
- [78] S. Godfrey and N. Isgur. Mesons in a relativized quark model. Phys. Rev. D **32**, 189 (1985).
- [79] L. P. Fulcher. Perturbative QCD, a universal QCD scale, long range spin orbit potential, and the properties of heavy quarkonia. Phys. Rev. D **44**, 2079 (1991).
- [80] S. N. Gupta, C. J. Suchyta, W. W. Repko. Nonsingular Potential Model For Heavy Quarkonia. Phys. Rev. D **39**, 974 (1989).
- [81] S. N. Gupta and J. M. Johnson. Heavy quarkonium potential model and the p wave singlet state of charmonium. Phys. Rev. D **49**, 1551 (1994).
- [82] E. Eichten and Chris Quigg. Mesons with beauty and charm: Spectroscopy. Phys. Rev. D **49**, 5845 (1994).
- [83] C. Itoh *et al.* Heavy-quarkonium spectroscopy and leptonic decay widths. Nuovo Cim. A **109**, 569 (1996).
- [84] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin. Quark - anti-quark potential with retardation and radiative contributions and the heavy quarkonium mass spectra. Phys. Rev. D **62**, 034014 (2000).
- [85] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin. Hyperfine splitting and leptonic decay rates in heavy quarkonia. Mod. Phys. Lett. A **18**, 1597 (2003).

- [86] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin. Relativistic description of the charmonium mass spectrum. *Mod. Phys. Lett. A* **20**, 875 (2005).
- [87] P. González *et al.* Heavy meson description with screened potential. *Phys. Rev. D* **68**, 034007 (2003).
- [88] T. Barnes, S. Godfrey, E. S. Swanson. Higher charmonia. *Phys. Rev. D* **72**, 054026 (2005).
- [89] S. F. Radford and W. W. Repko. Potential models calculations and predictions for heavy quarkonium. *Phys. Rev. D* **75**, 074031 (2007).
- [90] A. M. Badalian and I. V. Danilkin. Di-electron and two-photon widths in charmonium. *Phys. Atom. Nucl.* **72**, 1206 (2009).
- [91] C. Chang and G. Wang. Spectrum for Heavy Quarkonia and Mixture of the Relevant Wave Functions within the Framework of Bethe-Salpeter Equation. *Sci. China G* **53**, 2005 (2010).
- [92] L. Cao, Y.-C. Yang and H. Chen. Charmonium States in QCD-Inspired Quark Potential Model Using Gaussian Expansion Method. *Few-Body Syst.* **53**, 327 (2012).
- [93] V. Kher and A. K. Rai. Spectroscopy and decay properties of charmonium. *Chin. Phys. C* **42**, 083101 (2018).
- [94] M. B. Voloshin. The Onset of $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ at threshold revisited. *Phys. Lett. B* **556**, 153 (2003).
- [95] S. E. Baru *et al.* Experiments with the MD-1 detector at the e^+e^- collider VEPP-4 in the energy region of Upsilon mesons. *Phys. Rept.* **267**, 71 (1996).
- [96] A. S. Artamonov *et al.* High precision measurement of the Υ meson mass. *Phys. Lett. B* **118**, 225 (1982).
- [97] A. S. Artamonov *et al.* A high precision measurement of the Υ , Υ' and Υ'' meson masses. *Phys. Lett. B* **137**, 272 (1984).
- [98] S. E. Baru *et al.* New measurement of the Υ meson mass. *Z. Phys. C* **30**, 551 (1986).
- [99] S. E. Baru *et al.* Measurement of the branching ratio for $\Upsilon(1S)$ state into $\mu^+\mu^-$ and search for decays $\Upsilon(1S) \rightarrow \pi^+\pi^-, K^+K^-, p\bar{p}$. *Z. Phys. C* **54**, 229 (1992).

- [100] S. E. Baru *et al.* Search for $\theta(2 : 2)$ and $X(2 : 2)$ in radiative decay of meson. *Z. Phys. C* **42**, 505 (1989).
- [101] A. E. Blinov *et al.* Search for decay $\Upsilon \rightarrow \rho^0 \pi^0$. *Phys. Lett. B* **245**, 331 (1990).
- [102] A. E. Blinov *et al.* The search for narrow resonances in the reaction $e^+e^- \rightarrow$ hadrons at center-of-mass energy range between 7.23 GeV and 10.34 GeV. *Z. Phys. C* **49**, 239 (1991).
- [103] S. E. Baru *et al.* Measurement of two photon widths of the a_2, η', η . *Z. Phys. C* **48**, 581 (1990).
- [104] A. E. Blinov *et al.* Two photon production of e^+e^- pairs with small invariant masses. *Yad. Fiz.* **44**, 626 (1986).
- [105] A. E. Blinov *et al.* Pion pair production in photon-photon collisions. *Z. Phys. C* **53**, 33 (1992).
- [106] S. E. Baru *et al.* Total cross-section of two photon production of hadrons. *Z. Phys. C* **53**, 219 (1992).
- [107] V. V Anashin *et al.* VEPP-4M collider: Status and plans. EPAC 98, 400402 (1998).
- [108] А.Н. Алешаев и др. Ускорительный комплекс ВЭПП-4. Препринт ИЯФ **2011-20**, 2011.
- [109] A. A. Starostenko *et al.* Status and prospects of the injection complex of the Budker Institute of Nuclear Physics *Phys. Part. Nucl. Lett.* **13**, 957 (2016).
- [110] A. D. Bukin *et al.* The method of absolute energy calibration in storage rings. ϕ -meson mass measurement. Vth intern. Symp. on High energy physics and elementary particle physics, Warsaw, 138 (1975).
- [111] Y. S. Derbenev *et al.* Accurate calibration of the beam energy in a storage ring based on measurement of spin precession frequency of polarised particles. *Particle Accelerators* **10**, 177 (1980).
- [112] V. E. Blinov *et al.* Absolute energy calibration of particle energy at VEPP-4M. *Nucl. Instr. and Meth. A* **494**, 81 (2002).
- [113] R. Klein *et al.* Measurement of the BESSY II electron beam energy by Compton-backscattering of laser photons. *Nucl. Instrum. and Meth. A* **486**, 545 (2002).

- [114] N. Yu. Muchnoi *et al.* Fast and precise beam energy monitor based on the Compton backscattering at the VEPP-4M collider. Conf. Proc. **C060626**, 1181 (2006).
- [115] A. A. Sokolov, I. M. Ternov. On Polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation. Sov. Phys. Dokl. 1964. **8**, 1203 (1964).
- [116] C. Bernardini *et al.* Lifetime and beam size in a storage ring. Phys. Rev. Lett. **10**, 407 (1963).
- [117] S. I. Serebnyakov *et al.* Radiative Polarization of Beams in the VEPP-2M Storage Ring. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **71**, 2025 (1976).
- [118] S. I. Serebnyakov *et al.* High Accuracy Comparison of the electron and Positron Magnetic Moments. Phys. Lett. B **66**, 102 (1977).
- [119] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* Status of the KEDR detector. Nucl. Instr. and Meth. A **478**, 420 (2002).
- [120] В. В. Анашин, В. М. Аульченко, . . . , К. Ю. Тодышев и др. Детектор КЕДР. Препринт ИЯФ **2010-40**, 2010.
- [121] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* The KEDR detector. Phys. Part. and Nucl. **44**, 657 (2013).
- [122] V. M. Aulchenko *et al.* Vertex chamber for the KEDR detector, Nucl. Instr. and Meth. A **283**, 528 (1989).
- [123] В. Е. Блинов. Дрейфовая камера детектора КЕДР. Кандидатская диссертация. 1997.
- [124] S. E. Baru, A. E. Blinov, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* Status of the KEDR drift chamber. Nucl. Instr. and Meth. A **494**, 251 (2002).
- [125] A. Yu. Barnyakov *et al.* The status of the KEDR ASHIPH system. Nucl. Instr. and Meth. A **518**, 597 (2002).
- [126] И. В. Бедный, А. И. Воробьев. Статус работ по сцинтилляционным счетчикам. Меморандум КЕДР ВП-2. IEDR 2000.
- [127] V. M. Aulchenko *et al.* Liquid krypton calorimeter for KEDR detector and last prototype results. Nucl. Instr. and Meth. A **379**, 475 (1996).

- [128] V. M. Aulchenko *et al.* Experience with CsI(Na) crystals for calorimetry Nucl. Instr. and Meth. A **379**, 502 (1996).
- [129] В. М. Аульченко и др. Мюонная система детектора КЕДР, Препринт ИЯФ **2000-48**, 2000.
- [130] V. M. Aulchenko *et al.* Upgrade of the KEDR tagging system. Nucl. Instr. and Meth. A **494**, 241 (2002).
- [131] V. V. Anashin *et al.* Status of the KEDR superconducting magnet system. Nucl. Instr. and Meth. A **494**, 266 (2002).
- [132] ГОСТ 26.201.2-94 Система КАМАК. Последовательная магистраль интерфейсной системы.
- [133] С. Е. Бару и др. Служебные блоки системы сбора данных КЛЮКВа. Препринт ИЯФ **88-26**, 1988.
- [134] В. И. Тельнов. Триггер детектора КЕДР. Меморандум КЕДР-ТР1. 1993.
- [135] V. M. Aulchenko, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). New precision measurement of the J/ψ - and ψ' -meson masses. Phys. Lett. B **573**, 63 (2003). arXiv:hep-ex/0306050.
- [136] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Final analysis of KEDR data on J/ψ and $\psi(2S)$ masses. Phys. Lett. B **749**, 50 (2015).
- [137] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of $\psi(3770)$ parameters. Phys. Lett. B **711**, 292 (2012). arXiv:1109.4215.
- [138] A. G. Shamov, K. Yu. Todyshev. Analysis of BaBar, Belle, BES-II, CLEO and KEDR data on $\psi(3770)$ line shape and determination of the resonance parameters. Phys. Lett. B **769**, 187 (2017). arXiv:1610.02147.
- [139] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of D^0 and D^+ meson masses with the KEDR detector. Phys. Lett. B **686**, 84 (2010). arXiv:0909.5545.
- [140] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi) * B(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$ and $\Gamma_{ee}(J/\psi) * B(J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-)$. Phys. Lett. B **685**, 134 (2010). arXiv:0912.1082.

- [141] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of $\Gamma_{ee}(J/\psi)$ with KEDR detector. *Journal of High Energy Physics* **05**, 119 (2018). arXiv:1801.01958.
- [142] В. В. Анашин, . . . , К. Ю. Тодышев *и др.* (KEDR collaboration). Measurements of the tau lepton mass at KEDR detector. *Письма в ЖЭТФ* **85**, 429 (2007).
- [143] Е. Б. Левичев, А. Н. Скринский, Ю. А. Тихонов, К. Ю. Тодышев. Прецизионное измерение масс элементарных частиц на коллайдере ВЭПП-4М с детектором «КЕДР». *УФН* **184**, 75 (2014).
- [144] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of the ratio of the lepton widths $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$ for the J/ψ meson. *Phys. Lett. B* **731**, 227 (2014). arXiv:1311.5005.
- [145] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of $J/\psi \rightarrow \gamma\eta_c$ decay rate and η_c parameters at KEDR. *Phys. Lett. B* **738**, 391 (2014). arXiv:1406.7644.
- [146] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR collaboration). Search for narrow resonances in e^+e^- annihilation between 1.85 and 3.1 GeV with the KEDR Detector. *Phys. Lett. B* **703**, 543 (2011). arXiv:1107.2824.
- [147] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of R between 1.84 and 3.05 GeV at the KEDR detector. *Phys. Lett. B* **770**, 174 (2017). arXiv:1610.02827.
- [148] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of R_{uds} and R between 3.12 and 3.72 GeV at the KEDR detector. *Phys. Lett. B* **753**, 533-541 (2016). arXiv:1510.02667.
- [149] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Precise measurement of R_{uds} and R between 1.84 and 3.72 GeV at the KEDR detector. *Phys. Lett. B* **788**, 42 (2019). arXiv:1805.06235.
- [150] G. C. Fox, S. Wolfram. Event shapes in e^+e^- annihilation. *Nucl. Phys. B* **149**, 413 (1979).
- [151] S. Jadach, W. Placzek, B. F. L. Ward. BHWIDE 1.00 $O(\alpha)$ YFS Exponentiated Monte Carlo for Bhabha Scattering at Wide Angles for LEP1/SLC and LEP2. *Phys. Lett. B* **390**, 298 (1997).

- [152] A. B. Arbuzov *et al.* Monte–Carlo generator for e^+e^- annihilation into lepton and hadron pairs with precise radiative corrections. *Eur. Phys. J. C* **46**, 689 (2006).
- [153] W. Beenakker *et al.* Large Bhabha scattering. *Nucl. Phys. B* **349**, 323 (1991).
- [154] A. B. Arbuzov *et al.* Large angle QED processes at e^+e^- colliders at energies 3 GeV. *JHEP* **9710**, 001 (1997).
- [155] GEANT – Detector Description and Simulation Tool CERN Program Library Long Writeup W5013.
- [156] Haiming Hu and An Tai. Production at Intermediate Energies and Lund Area Law. arXiv:hep-ex/0106017.
- [157] T. Sjöstrand, M. Bengtsson. The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and e^+e^- Physics. Jetset Version 6.3: An Update. *Comp. Phys. Comm.* **43**, 367 (1987).
- [158] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual, arXiv:hep-ph/0603175.
- [159] H. Czyż *et al.*, Mini-Proc., 14th meeting of the Working Group on Rad. Corrections and MC Generators for Low Energies. arXiv:1312.0454.
- [160] H. Czyż *et al.*, Mini-Proc., 15th meeting of the Working Group on Rad. Corrections and MC Generators for Low Energies. arXiv:1406.4639.
- [161] J. C. Chen *et al.* Event generator for J/ψ и $\psi(2S)$ decay. *Phys. Rev. D* **62**, 034003 (2000).
- [162] S. Jadach, Z. Was. KORALB 24 an upgrade to version 2.4. *Comp. Phys. Comm.* **85**, 453 (1995).
- [163] F. A. Berends *et al.* Monte Carlo simulation of two-photon processes: II: Complete lowest order calculations for four-lepton production processes in electron-positron collisions. *Comp. Phys. Comm.* **40**, 285 (1986).
- [164] F. A. Berends *et al.* Monte Carlo simulation of two-photon processes: II: Complete lowest order calculations for four-lepton production processes in electron-positron collisions. *Comp. Phys. Comm.* **40**, 271 (1986).
- [165] V. A. Tayursky, S. I. Eidelman. Preprint IYaf 2000-78, Novosibirsk 2000 (in Russian).

- [166] S. Actis *et al.* Quest for precision in hadronic cross sections at low energy: Monte Carlo tools vs. experimental data. *Eur. Phys. J. C* **66**, 585 (2010).
- [167] K. A. Olive *et al.* (PDG), *Chin. Phys. C* **38**, 090001 (2014).
- [168] А. М. Моисеев. Адронные струи и струйная спектроскопия в коллайдерных экспериментах. *ФЭЧАЯ* **25**, 1168 (1994).
- [169] П. В. Шляпников. Распределение по множественности заряженных частиц в процессе e^+e^- - аннигиляции в экспериментах LEP. *Успехи Физических Наук* **162**, 1 (1992).
- [170] И. М. Дремин, А. Б. Кайдалов. Квантовая хромодинамика и феноменология сильных взаимодействий. *Успехи Физических Наук* **176**, 275 (2006).
- [171] T. Sjöstrand. *Physics at LEP I*. CERN Report 89-08, 1989.
- [172] B. Andersson, G. Gustafson, T. Sjöstrand. How to Find the Gluon Jets in e^+e^- Annihilation. *Phys. Lett. B* **94**, 221 (1980).
- [173] Bo Andersson and Haiming Hu, Few-Body States in Lund String Fragmentation Model. LU-TP/99-30 (1999). arXiv:hep-ph/9910285.
- [174] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration). Determination of the number of ψ' events at BESIII. *Chinese Physics C* **37**, 6 (2013), 063001.
- [175] H. C. Fesefeldt, Simulation of hadronic showers: physics and applications. Technical Report PITHA-85-02, 1985.
- [176] A. Fassò *et al.* The FLUKA code: Present applications and future developments. arXiv:physics/0306162.
- [177] N. Brambilla *et al.* QCD and strongly coupled gauge theories: challenges and perspectives. *Eur. Phys. J. C* **74**, 2981 (2014).
- [178] A. Keshavarzi, D. Nomura and T. Teubner. The muon $g-2$ and $\alpha(M_Z^2)$: a new data-based analysis. *Phys. Rev. D* **97**, 114025 (2018). arXiv:1802.02995.
- [179] K. Nakamura *et al.* Review of Particle Physics. *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010).
- [180] G. S. Abrams *et al.* Properties of the New Particles $\psi(3095)$ and $\psi'(3684)$. Stanford Symp. 25, 1975.

- [181] J. Z. Bai *et al.* A measurement of $\psi(2S)$ resonance parameters. Phys. Lett. B **550**, 24 (2002).
- [182] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration). Measurements of the branching fractions for $\psi(3770) \rightarrow D^0\bar{D}^0, D^+D^-, D\bar{D}$ and the resonance parameters of $\psi(3770)$ and $\psi(2S)$. Phys. Rev. Lett. **97**, 121801 (2006).
- [183] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration). Direct measurements of the cross sections for $e^+e^- \rightarrow hadrons|_{non-D\bar{D}}$ in the range from 3.65-GeV to 3.87-GeV and the branching fraction for $\psi(3770) \rightarrow non-D\bar{D}$. Phys. Lett. B **659**, 74 (2008).
- [184] M. Ablikim *et al.* (BES Collaboration). An improved limit for Γ_{ee} of X(3872) and Γ_{ee} measurement of $\psi(2S)$. Phys. Lett. B **749**, 414 (2015).
- [185] V. V. Anashin, . . . , K. Yu. Todyshev *et al.* (KEDR Collaboration). Measurement of $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{\mu\mu}$ for $\psi(2S)$. Phys. Lett. B **781**, 174 (2018), arXiv:1801.10362.
- [186] J. Z. Bai *et al.* (BES Collaboration). A measurement of J/ψ decay widths. Phys. Lett. B. **355**, 374 (1995).

Список иллюстраций

1	Результаты экспериментов по измерению величины R в зависимости от энергии. Левый рисунок взят из отсканированной копии доклада Б. Рихтера на Лондонской конференции 1974 года [24], оригинальное название — «The ratio R as of July 1974». На правом рисунке приведены экспериментальные данные и теоретические расчёты по состоянию на 2018 год согласно PDG[25].	6
1.1	Константа сильных взаимодействий α_s в зависимости от энергии. Картинка взята из PDG [25]. Приведены расчёты, выполненные в рамках пертурбативной КХД на основе экспериментальных данных для различных энергий.	13
1.2	Диаграмма Фейнмана инклюзивного рождения адронов при аннигиляции электрона e^- и позитрона e^+	14
1.3	Левая диаграмма соответствует процессу рассеяния на нулевой угол $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, на правой диаграмме выделен адронный вклад.	15
1.4	Диаграмма Фейнмана ведущего адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона a_μ	18
1.5	Функция $\hat{K}(s)$, используемая при вычислении ведущего адронного вклада в аномальный магнитный момента мюона.	19
1.6	Распределение заряженной множественности в эксперименте MARK-I [13]. Рисунок взят из отсканированной версии меморандума SLAC-PUB-2831. Точки соответствуют экспериментальным данным, а гистограммы результатам моделирования.	21
1.7	Эффективность регистрации адронных событий в зависимости от энергии в эксперименте MARK-I [13]. Рисунок взят из отсканированной версии меморандума SLAC-PUB-2831.	21
1.8	Результаты измерений величины R , полученные в эксперименте BES-II. Рисунок взят из работы [15].	22
1.9	Схема состояний чармония [25].	30
2.1	Схема ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-4М.	33
2.2	Схема измерения энергии на ВЭПП-4М. На рисунке показано расположение поляриметра, используемого в МРД, и германиевого детектора, применяемого для измерения энергии по ОКР.	36

2.3	Отношение скоростей счёта для поляризованного и неполяризованного пучков при проведении калибровки с помощью МРД.	38
2.4	Экспериментальный спектр ОКР, линии соответствуют калибровочным изотопам.	40
2.5	Фрагмент края спектра вблизи ω_{max}	41
2.6	Схема детектора КЕДР, продольный и поперечный разрезы. Числами обозначены: 1 – вакуумная камера, 2 – вершинный детектор, 3 – дрейфовая камера, 4 – время-пролётная система, 5 – цилиндрический LKr-калориметр, 6 – обмотка магнита, 7 – мюонная система, 8 – ярмо магнита, 9 – торцевой CsI-калориметр, 10 – аэрогелевые черенковские счётчики.	42
2.7	Схема расположения модулей (РССЭ 1-4) системы рассеянных электронов и установки по измерению энергии методом ОКР.	43
3.1	Наблюдаемое адронное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в зависимости от энергии для сканирований, проведённых в эксперименте 2011 г. Кривые – результаты подгонки.	54
3.2	Наблюдаемое адронное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в зависимости от энергии для сканирования, выполненного в эксперименте 2014-2015 гг. Кривая – результат подгонки.	55
3.3	Распределение по заряженной множественности N_{trk}^{IP} для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2011 г.), г) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N – число событий в гистограмме.	63
3.4	Распределение отношения моментов Фокса-Вольфрама $h = \frac{H_2}{H_0}$ для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2011 г.), г) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N – число событий в гистограмме.	64
3.5	Распределение по сферичности S_{ch} для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2011 г.) Все распределения нормированы. N – число событий в гистограмме.	65

- 3.6 Распределение по полярному углу θ для треков событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме. 66
- 3.7 Распределение отношения суммарного энерговыделения в калориметре E_{cal} к энергии в системе центра масс для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.), г) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме 67
- 3.8 Распределение отношения энерговыделения нейтральной частицы с максимальным энерговыделением E_{γ}^{max} калориметре к энергии пучка E_{beam} для событий, прошедших «адронный» отбор, при различной энергии в системе центра масс: а) 1.94 ГэВ, б) 2.14 ГэВ, в) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.), г) 3.12 ГэВ (эксперимент 2014-2015 гг.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме. 68
- 3.9 Эффективность регистрации адронных событий в зависимости от переменной x (см. равенство (3.3)). 75
- 4.1 Распределение отношения энергии, выделившейся в LKr-калориметре, к энергии в системе центра масс событий e^+e^- -рассеяния для экспериментальных данных и моделирования в эксперименте 2014-2015 гг. при энергиях в системе центра масс 3076.7 МэВ (т. 14) и 3314.7 МэВ (т. 17). Все распределения нормированы. N — число событий гистограмме. 84
- 4.2 Распределение по величине расколлинearности полярного угла $\delta\theta$ для событий e^+e^- -рассеяния в эксперименте 2014-2015 гг. при энергии 3314.7 МэВ (т. 17). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме. 85
- 4.3 Распределение отношения энергии, выделившейся в CsI-калориметре, к энергии в системе центра масс событий e^+e^- -рассеяния в эксперименте 2011 г. при энергий 3418.4 МэВ (т. 18). Распределения нормированы. N — число событий в гистограмме. 87
- 4.4 Распределение отношения поперечного импульса p_{\perp} к энергии пучка E_{beam} для заряженных частиц в адронных процессах в эксперименте 2014-2015 гг. на энергии 3221.8 МэВ (т. 16). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме. 88
- 4.5 Основные этапы генерации процессов адронного рождения в процессе e^+e^- -аннигиляции. 90

4.6	Распределение по заряженной множественности N_{trk}^{IP} для событий, прошедших «адронный» отбор, при энергии 1.84 ГэВ. Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.	93
4.7	Оператор вакуумной поляризации в области энергии ниже J/ψ -резонанса.	95
4.8	Распределение по величине расколлинearности азимутального угла $\delta\phi$ для событий e^+e^- -рассеяния в эксперименте 2014-2015 гг. при энергии 3314.7 МэВ (т. 17). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.	97
4.9	Распределение средневзвешенной z -координаты вершины события в точке 15 (эксперимент 2011 г.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.	98
4.10	Распределение числа частиц $N_{particles}$ в адронных событиях в точке 15 (эксперимент 2011 г.). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.	99
4.11	Вклад J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов в величину $R(s)$	105
4.12	Величина $R(s)$, измеренная в эксперименте с детектором КЕДР на ускорительном комплексе ВЭПП-4М, в сравнении с результатами других экспериментов и расчётом, выполненным в рамках пертурбативной КХД и учитывающим вклад узких резонансов.	107
4.13	Величина R в зависимости от энергии (в ГэВ), измеренная в эксперименте с детектором КЕДР на ускорительном комплексе ВЭПП-4М, в сравнении с суммой сечений эксклюзивных процессов. Рисунок взят из работы [178].	108
5.1	Распределение по сферичности для событий $\psi(2S) \rightarrow$ адроны (слева) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ (справа). Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме.	111
5.2	Распределение z -вершины для моделирования (слева) и событий, отобранных в фоновых заходах. Кривые соответствуют аппроксимациям 5.2 и 5.3. N — число событий в гистограмме.	113
5.3	Распределение по координате z для событий, отобранных в экспериментальных заходах. Кривая соответствует подгонке распределения. N — число событий в гистограмме.	114
5.4	Свойства адронных событий в процессе $\psi(2S) \rightarrow$ адроны. Здесь N — полное число событий в гистограмме, а p_{\perp} — поперечный к оси пучков импульс трека в восстановленном событии. Все распределения нормированы. . . .	117

- 5.5 Свойства адронных событий в процессе $J/\psi \rightarrow \text{адроны}$. Здесь N — полное число событий в гистограмме, p_{\perp} — поперечный к оси пучков импульс трека, θ — полярный угол трека, а $N_{particles}$ — число частиц восстановленного события. Все распределения нормированы. 117
- 5.6 Адронное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в зависимости от энергии для трёх сканирований $\psi(2S)$. Экспериментальные данные приведены с поправкой на эффективность восстановления событий, полученной из моделирования. Кривые — результаты подгонки. Разница между сканированиями связана с различной в трёх сканированиях величиной энергетического разброса, которая соответственно равна $\sigma_W = 1.08 \pm 0.02$, $\sigma_W = 1.06 \pm 0.01$ и $\sigma_W = 0.98 \pm 0.01$ МэВ. 119
- 5.7 Наблюдаемое адронное сечение аннигиляции электрон-позитронной пары в зависимости от энергии, полученное при сканировании J/ψ -резонанса. Кривая — результат подгонки. 121
- 6.1 Распределение отношения энергии, выделившейся в CsI-калориметре, к энергии в системе центра масс событий процесса e^+e^- -рассеяния для экспериментальных данных и моделирования в первых двух сканированиях $\psi(2S)$ -резонанса. Все распределения нормированы. N — число событий в гистограмме. 124
- 6.2 Распределение отношения энергии, выделившейся в LKr-калориметре, к энергии в системе центра масс событий e^+e^- -рассеяния для экспериментальных данных и двух вариантов моделирования в третьем сканировании $\psi(2S)$ -резонанса. Все распределения нормированы. N — число событий. . . 127
- 6.3 Эффективность регистрации в зависимости от заряженной множественности для различных версий моделирования распадов $\psi(2S)$. Каждая точка соответствует одному варианту моделирования. Линии определяют изменение одного выбранного параметра, заштрихованная область соответствует статистической ошибке при определении заряженной множественности. Статистические ошибки эффективности для моделирований не показаны и имеют величину около 0.001. 131
- 6.4 Эффективность регистрации в зависимости от заряженной множественности для различных версий моделирования распадов J/ψ . Каждая точка соответствует одному варианту моделирования. Линии определяют изменение одного выбранного параметра, заштрихованная область соответствует статистической ошибке при определении заряженной множественности. . . 132

- 6.5 Гистограммы числа сработавших трубочек ВД, построенные по космическим заходам, для двух интервалов времени. Непрерывная линия используется для гистограмм моделирования, пунктирная линия соответствует экспериментальным данным. N — число событий в гистограмме. 135
- 6.6 Гистограммы числа сработавших трубочек ВД для событий Баба-рассеяния на большие углы для двух интервалов времени. Непрерывная линия используется для гистограмм моделирования, пунктирная линия соответствует экспериментальным данным. N — число событий в гистограмме. . . 136

Список таблиц

1.1	Параметры J/ψ -, $\psi(2S)$ - и $\psi(3770)$ -мезонов, полученные в теоретических расчётах. Значения масс J/ψ - и $\psi(2S)$ -мезонов не приводятся в таблице, если они использовались при для определения параметров модели.	31
2.1	Основные параметры ВЭПП-3М	34
2.2	Основные параметры ВЭПП-4М	35
2.3	Набор статистики с детектором КЕДР в 2002-2015 гг. Комментарии к данным, используемым в настоящей работе, выделены жирным шрифтом. . .	50
3.1	Энергия в центре масс \sqrt{s} и интеграл светимости $\int \mathcal{L} dt$ для точек сканирования R в эксперименте 2010 г.	52
3.2	Энергия в центре масс \sqrt{s} , интеграл светимости $\int \mathcal{L} dt$ и относительные вклады в наблюдаемое сечение J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов для точек сканирования R в экспериментах 2011 г. и 2014-2015 гг.	53
3.3	Последовательность работы в точках по энергии вблизи J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов.	55
3.4	Критерии отбора адронных событий, объединённые по «И», используемые при анализе данных, набранных в эксперименте 2010 г.	58
3.5	Критерии отбора адронных событий, объединённые по «И», используемые при анализе данных, набранных в экспериментах 2011 г. и 2014-2015 гг. . .	59
3.6	Эффективность регистрации адронных событий для континуума u-, d- и s-кварков в области энергий в системе центра масс ниже 3.05 ГэВ. В таблице указана только статистическая ошибка.	69
3.7	Эффективность регистрации адронных событий для континуума u-, d- и s-кварков в области энергий в системе центра масс выше 3.07 ГэВ. В таблице указана только статистическая ошибка.	70
3.8	Вклад в наблюдаемое сечение процессов рождения лептонных пар в эксперименте по измерению величины R 2011 г., %.	71
3.9	Вклад в наблюдаемое сечение процессов рождения лептонных пар в эксперименте по измерению величины R 2014-2015 гг., %.	72
3.10	Вклад пучкового фона при выбранных условиях отбора в наблюдаемое сечение в эксперименте 2010 г.,%.	73
3.11	Вклад пучкового фона при выбранных условиях отбора в наблюдаемое сечение в эксперименте 2011 г.,%.	73

3.12	Вклад пучкового фона при выбранных условиях отбора в наблюдаемое сечение в эксперименте 2014-2015 гг. Указаны только статистические ошибки.	74
3.13	Фактор радиационной поправки $1 + \delta$ для эксперимента, выполненного в 2010 г. в диапазоне энергии ниже J/ψ -резонанса.	76
3.14	Фактор радиационной поправки $1 + \delta$ для экспериментов, проведённых при энергии выше 3.07 ГэВ.	76
3.15	В таблице указаны эффективность, энергетический разброс и уровень достоверности, определённый согласно критерию χ^2 , полученные при подгонке J/ψ - и $\psi(2S)$ -резонансов, а также эффективности регистрации адронных распадов резонанса, определённые из моделирования. Опорные значения энергий, при которых вычисляется энергетический разброс, соответствуют массам резонансов [167].	77
3.16	Значение величины R_{uds} . Указаны только статистические ошибки.	78
4.1	Систематические неопределённости величины R в эксперименте 2010 г., %. Введены обозначения точек «т. n », соответствующие точкам сканирования R , приведённым в таблице 3.1.	80
4.2	Систематические неопределённости величины R в эксперименте 2011 г., %.	81
4.3	Систематические неопределённости величины R в эксперименте 2014-2015 гг., %.	82
4.4	Систематические неопределённости определения светимости.	83
4.5	Вариации величины измеренной светимости в %, при изменении критериев отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$.	86
4.6	Систематические неопределённости определения эффективности регистрации адронных событий из-за неточности первичного моделирования в %.	89
4.7	Относительная разница между различными способами определения эффективности регистрации адронных событий uds -континуума в %.	93
4.8	Систематические неопределённости вычисления радиационной поправки.	94
4.9	Условия отбора для нейтральных адронных событий, объединённые по логическому «И».	100
4.10	Систематическая неопределённость величины R , полученная вариацией условий отбора адронных событий.	101
4.11	Коррелированные систематические неопределённости R в экспериментах 2011 г. и 2014-2015 гг.	103
4.12	Коррелированные систематические неопределённости величины R в %.	103

4.13	Корреляционная матрица систематических неопределённостей измерения величины R_{uds} , выполненного в эксперименте КЕДР 2010-2015 гг.	104
4.14	Итоговая таблица результатов экспериментов по измерению величины R	106
5.1	Критерии отбора адронных событий, объединённых по «И», используемые при анализе данных 2005 г., набранных в ходе сканирования J/ψ -резонанса.	112
5.2	Результаты подгонки сканирований $\psi(2S)$. Приведены только статистические ошибки.	119
5.3	В таблице указаны $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$, $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_{ee}$, масса, энергетический разброс и калибровочный фактор R_L . Опорное значение энергий, при котором вычисляется энергетический разброс, соответствует массе J/ψ -резонанса [167].	121
6.1	Основные источники погрешности при вычислении $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$. Для первого и второго сканирования в скобках указана общая часть ошибки. Величины ошибок указаны в %.	122
6.2	Основные источники погрешности при вычислении светимости. Величины ошибок указаны в %.	123
6.3	Влияние критериев отбора при вычислении светимости по CsI-калориметру. Величины приведены в процентах.	126
6.4	Основные источники погрешности при вычислении эффективности регистрации адронных событий. Величины приведены в процентах.	128
6.5	Сравнение различных версий моделирования распадов $\psi(2S)$. В таблице приведены варьируемые параметры, средняя заряженной множественность событий и эффективности их регистрации.	130
6.6	Сравнение различных версий моделирования распадов J/ψ . В таблице приведены варьируемые параметры, средняя заряженной множественность событий и эффективности их регистрации. Также представлены результаты тестов по Колмогорову и по χ^2 , найденных из сравнения экспериментальных и полученных моделированием распределений заряженной множественности. Статистическая ошибка приведённых эффективностей не превосходит 0.21%.	133
6.7	Неопределённость величины $\Gamma_{ee} \times \mathcal{B}_h$ J/ψ -резонанса, полученная вариацией условий отбора адронных событий.	137